Prisma-Technica

Transistors Vervangingsschema's

prisma: overal verkrijgbaar

Frankeren
als drukwerk

uitgeverij
het spectrum n.v.
postbus 2073
utrecht

prisma: alle facetten van lezen

PRISMA-TECHNICA

18

P. E. Gray e.a.

TRANSISTORS

990

352

PRISMA-TECHNICA

BIBLIOTHEEK VOOR MODERNE TECHNICI

REDACTIERAAD

ir. A. Assink; prof. dr. ir. P. M. E. M. van der Grinten
ir. Th. Kwaaitaal; ir. J. Muller
prof. dr. C. F. Veenemans; prof. dr. H. de Waard
H. van Wijk

PRISMA-TECHNICA

18

PAUL E. GRAY/DAVID DEWITT
A. R. BOOTHROYD/JAMES F. GIBBONS

TRANSISTORS VERVANGINGSSCHEMA'S

UITGEVERIJ HET SPECTRUM N.V.
UTRECHT/ANTWERPEN

Oorspronkelijke titel:
Physical Electronics and Circuit Models of Transistors
Copyright (©) 1964 Education Development Center (formerly Educational Services Incorporated), Newton, Massachusetts, U.S.A., Exclusive Foreign Agent, John Wiley & Sons Inc., New York City, New York. No part of the material covered by this copyright may be reproduced in any form without written permission of Education Development Center.
Authorized translation from English language edition published by John Wiley & Sons, Inc., New York. Copyright (©) 1964 by Education Development Center (formerly Educational Services Incorporated). All rights reserved.
Vertaald door H. Oosthoek
Omslag: Cees van Dorland

This translation copyright © 1970 by Het Spectrum
No part of this book may be reproduced in any form, by print, photoprint, microfilm or any other means without written permission from the publisher.
Niets uit deze uitgave mag worden verveelvoudigd en/of openbaar gemaakt door middel van druk, fotocopie, microfilm of op welke andere wijze ook zonder voorafgaande schriftelijke toestemming van de uitgever.

INHOUD

1. JUNCTIES IN HALFGELEIDERCOMPONENTEN
1.1. Junctiediodes 9
1.2. Junctietransistors 11

2. DE FYSISCHE GRONDSLAGEN VAN JUNCTIEDIODES
2.1. De abrupte junctie 15
2.2. De junctie in de evenwichtssituatie 15
2.2.1. De contactpotentiaal in de evenwichtssituatie 15
2.2.2. De ruimteladingslaag en de neutrale gebieden 18
2.3. Het effect van een voorspanning op de junctie 20
2.3.1. Het metaal-halfgeleidercontact 20
2.3.2. Veranderingen in de ruimteladingslaag 21
2.3.3. Veranderingen in de neutrale gebieden 21
2.3.4. Uitgangspunten bij de analyse 23
2.4. Analyse van de ruimteladingslaag 23
2.4.1. Een kwantitatieve beschrijving van de ruimteladingslaag 23
2.4.2. De leeggelopen-laagbenadering 25
2.4.3. De dragerconcentraties bij de grenzen van de ruimteladingslaag 28
2.5. Juncties met geleidelijke doopstoffenverdelingen 33

3. DE GELIJKSTROOMEIGENSCHAPPEN VAN JUNCTIEDIODES
3.1. De geïdealiseerde junctiediode 34
3.2. Ladingsverdeling en stroomdoorgang in de ideale diode 34
3.3. Verdeling en verplaatsing van de minderheidsdragers 40
3.3.1. Inleiding 40
3.3.2. De diffusievergelijking voor de minderheidsdragers 40
3.3.3. De oplossing van de diffusievergelijking 41
3.4. De *UI*-vergelijking van de ideale diode 43
3.4.1. De totale diodestroom 43
3.4.2. De verzadigingsstroom 44
3.4.3. De diodekarakteristieken 44
3.4.4. Geleidbaarheid van de diode bij doorlaatvoorspanning voor kleine signalen 46
3.4.5. De temperatuurafhankelijkheid van de *UI*-karakteristieken 47
3.5. Verloop en verplaatsing van de meerderheidsdragers 50

4. ANDERE VERSCHIJNSELEN IN JUNCTIEDIODES 54
4.1. Beperkingen van het ideale diodemodel 54
4.2. Spanningsverliezen in de neutrale gebieden 55
4.3. Paarvorming en recombinatie in de ruimteladingslaag 57
4.4. Afwijkingen van de verzadigingsstroom 59
4.5. Doorbraak van de junctie 59
4.5.1. Inleiding 60
4.5.2. De theorie van de lawinevermenigvuldiging 63
4.5.3. De zenerdoorslag 64
4.6. Ohmse contacten 67
4.7. Oppervlakterecombinatie bij 'dunne-basisdiodes'

5. WISSELSTROOM- EN SCHAKELVERSCHIJNSELEN IN JUNCTIEDIODES 70
5.1. Inleiding 70
5.2. Het verloop van de overmaat-minderheidsdragers 73
5.3. In- en uitschakelverschijnselen van junctiediodes 73
5.3.1. Inleiding 73
5.3.2. Inschakelverschijnselen 76
5.3.3. Uitschakelverschijnselen 81
5.4. De responsie van de junctiediode op kleine, sinusvormige impulsen 83
5.5. Veranderingen van de ladingopslag in de ruimteladingslaag

6. MODELLEN VAN JUNCTIEDIODES 88
6.1. Inleiding 89
6.2. Een geconcentreerd model van een junctiediode 89
6.2.1. Inleiding 89
6.2.2. De verdeling en stroming van ladingdragers in het neutrale gebied 97
6.2.3. Een illustratief voorbeeld 98
6.2.4. Een geconcentreerde voorstelling van de ruimteladingslaag 100
6.2.5. Een volledig model van de junctiediode 101
6.3. Het gebruik van het geconcentreerde model

7. OPBOUW EN WERKING VAN TRANSISTORS 107
7.1 Inleiding 111
7.2. De transistorwerking in het actieve gebied 111
7.2.1. Inleiding 111
7.2.2. De verdelingen van de minderheidsdragers 113
7.2.3. Samenstelling van de klemstromen 116
7.3. De transistor als versterker 120
7.4. Stroomgestuurde transistormodellen 122
7.5. Een transistormodel voor snel veranderende kleine signalen

8. TRANSISTORMODELLEN VOOR KLEINE SIGNALEN
8.1. Inleiding 128
8.2. Het verband tussen de signaalspanning en de basisdiktemodulatie 128
8.2.1. Inleiding 128
8.2.2. De invloed van de basisdiktemodulaties op de minderheidsconcentratie 130
8.2.3. Berekening van IJ_i en IJ_f 131
8.2.4. Berekening van IJ_o en IJ_r 132
8.2.5. Een nieuw transistormodel 132
8.2.6. Exponentiële storingsfuncties 133
8.3. De basisweerstand bij grote gelijkstroomsignalen 134
8.4. De basisweerstand bij kleine signalen 140
8.4.1. Inleiding 140
8.4.2. Basisweerstand bij lage frequenties 141
8.4.3. Basisweerstand bij hoge frequenties 142
8.5. Modellen die de capaciteit van de ruimteladingslaag in rekening brengen 146
8.5.1. Inleiding 146
8.5.2. Transistors met niet-uniforme basisdoping 147
8.5.3. De bepaling van de parameterwaarden van het model 148

9. TRANSISTOR-*UI*-KARAKTERISTIEKEN VOLGENS HET EBERS-MOLL-MODEL
9.1. Niet-lineaire transistorwerking 149
9.2. Het inwendige gelijkstroomgedrag van de geïdealiseerde transistor 149
9.2.1. Inleiding 149
9.2.2. De invloed van de aangelegde spanning op de concentraties van de overmaat-ladingdragers 150
9.2.3. De verdelingen van de overmaat-dragersconcentraties 151
9.2.4. Het verband tussen klemstromen en spanning 153
9.2.5. Het geïdealiseerde twee-diodemodel 155
9.3. *UI*-karakteristieken bij gelijkstroom 156
9.3.1. Inleiding 156
9.3.2. Gemeenschappelijke-basiskarakteristieken 158
9.3.3. Gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken 158
9.4. De verschillende werkgebieden 161
9.4.1. Inleiding 161
9.4.2. Het afsnijgebied 162
9.4.3. Het actieve gebied 162
9.4.4. Het inverse gebied 163
9.4.5. Het verzadigingsgebied 165
9.5. De invloed van een geleidelijke basisdoping op het gedrag bij grote signalen 165

10. TRANSISTORMODELLEN VOOR SCHAKELTOEPASSINGEN
10.1 Inleiding 170
10.2 Uitgangspunten: ladingopslag en het verband tussen transistoreigenschappen en ladingen 171
10.3. Het ladingopslagmodel van de transistor 179
10.3.1. Inleiding 179
10.3.2. Het verband tussen het model met twee secties en de gelijkstroommodellen in hoofdstuk 9 181
10.4. Voorwaarden voor het gebruik van de ladingopslagvergelijkingen en het model met twee secties 182
10.4.1. Inleiding 182
10.4.2. Het model van een transistor met geleidelijke basisdoping 190
10.5. Een voorbeeld van het gebruik van het geconcentreerde model 190
10.5.1. Inleiding 190
10.5.2. Gedrag in het actieve gebied (alleen injectie in de voorwaartsrichting) 192
10.5.3. Gedrag in het verzadigingsgebied 193
10.6. De voorstelling van de ladingopslag in de ruimteladingslagen 196
10.7. Ladingopslag in de collector en verder weg gelegen basisdelen 201
10.7.1. Ladingopslag in het collectorgebied 201
10.7.2. De ladingopslag in verder weg gelegen basisdelen 204

AANHANGSEL
A.1. Een nadere beschouwing van de ruimteladingslaag 206
A.1.1. Inleiding 206
A.1.2. De ruimteladingslaag in de evenwichtssituatie 206
A.1.3. Veranderingen ten gevolge van voorspanning 211
A.2. Het elektrische veld in de neutrale gebieden van een pn-junctie 213
A.2.1. Het elektrische veld 213
A.2.2. De ruimtelading 215

LIJST VAN SYMBOLEN 216

OPMERKINGEN 219

REGISTER 221

1. JUNCTIES IN HALFGELEIDERCOMPONENTEN

1.1. JUNCTIEDIODES

Dit boek gaat over het verband dat bestaat tussen het inwendige fysische gedrag van junctiediodes en -transistors (lagendiodes en -transistors) en hun hoedanigheden als onderdelen van elektrische schakelingen. Alvorens echter met de gedetailleerde beschouwing van de 'fysische elektronica' van deze componenten te beginnen, willen we eerst een kwalitatief beeld schetsen van de algemene werkingsprincipes en de voornaamste elektrische kenmerken van junctiediodes en -transistors.

Een pn-junctiediode bestaat uit een halfgeleider met een gebied van p-materiaal en een gebied van n-materiaal, gescheiden door een betrekkelijk dunne laag waar het ene geleidingstype overgaat in het andere. De dikte van dit overgangsgebied kan variëren van 10^{-6} tot ca. 10^{-4} cm, afhankelijk van de wijze waarop men de laag heeft vervaardigd. Fig. 1.1 geeft een voorbeeld van een typische diode-opbouw. Het p-gebied heeft veel meer gaten dan geleidingselektronen, terwijl in het n-gebied de elektronen de meerderheidsdragers zijn, dat wil zeggen overheersen. Deze situatie leidt tot een aanzienlijke verandering van de stroomsterkte bij het omkeren van de polariteit van de over de junctie aangelegde spanning; het is dit effect dat de grondslag vormt van de werking als gelijkrichter.

Als de aangelegde spanning het p-gebied positief maakt ten opzichte van het n-gebied, worden zowel de gaten als de elektronen naar binnen, naar de junctie toe gedrongen. Ze stromen dan uit gebieden waar ze in overvloed aanwezig zijn, dat wil zeggen waar ze de meerderheidsladingdragers vormen, via de junctie naar gebieden waar ze normaal gesproken minderheidsdragers zijn en slechts in betrekkelijk geringe mate voorkomen. De

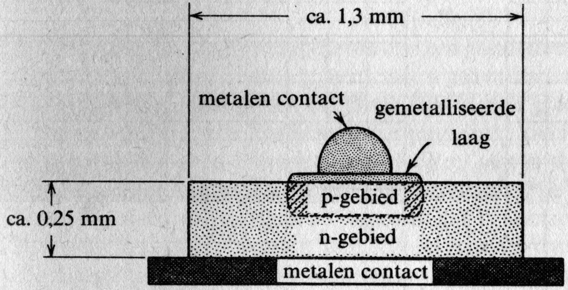


Fig. 1.1. Fysische opbouw van een gediffundeerde junctiediode. De diode wordt vervaardigd door het diffunderen van een p-doopstof in n-beginmateriaal. Als gevolg hiervan wordt een deel van het halfgeleidermateriaal van het p-type. Elektrische aansluitingen verkrijgt men door metalen contacten die op het halfgeleidermateriaal worden gesoldeerd, door opdampen in vacuüm worden vervaardigd ofwel onder druk op de halfgeleider worden bevestigd.

stroom is ook voor kleine aangelegde spanningen groot; omdat de ladingdragers een energieverdeling hebben volgens de verdelingsfunctie van Boltzmann, vertoont de stroom een zekere exponentiële toeneming met de spanning. Deze polariteit, waarbij het p-gebied positief is ten opzichte van het n-gebied, noemt men *doorlaatvoorspanning* (voorspanning in de doorlaatrichting).

Een zeer belangrijk gevolg van de doorlaatspanning is dat er gaten via de junctie in het n-materiaal doordringen, en evenzo elektronen in het p-materiaal. Deze penetratie strekt zich uit over het gebied waarbinnen de overmaat-minderheidsdragers zich nog kunnen bewegen vóórdat ze ten gevolge van recombinatie met de aanwezige meerderheidsdragers worden geëlimineerd. Binnen deze afstanden, meestal in de orde van 10^{-3} à 10^{-1} cm, treedt zoals men zegt een merkbare *injectie* van minderheidsdragers (minderheidsinjectie) aan weerszijden van de junctie op.

De situatie is volkomen verschillend als de aangelegde spanning het p-gebied *negatief* maakt ten opzichte van het n-gebied. Gaten en elektronen worden dan *van de junctie af* gedrongen. Onder deze omstandigheden kan geen doorgaande stroom van betekenis over de junctie optreden, tenzij er een toevoer van gaten uit de n-kant en/of elektronen uit de p-kant plaatsvindt. Het komt erop neer dat men ladingdragers probeert te onttrekken aan gebieden waar ze sterk in de *minderheid* en dus betrekkelijk gering in aantal zijn, wat de stroom zeer klein maakt. Men noemt deze situatie *tegenvoorspanning* (voorspanning in de tegenrichting). Aangezien de toevoer van minderheidsdragers wordt beperkt door de mate waarin bindingen in het materiaal thermisch worden verbroken (dat wil zeggen door de thermische paarvorming), is de tegenstroom over een groot bereik praktisch onafhankelijk van de tegenspanning. Wel is de waarde ervan bijzonder gevoelig voor temperatuur-

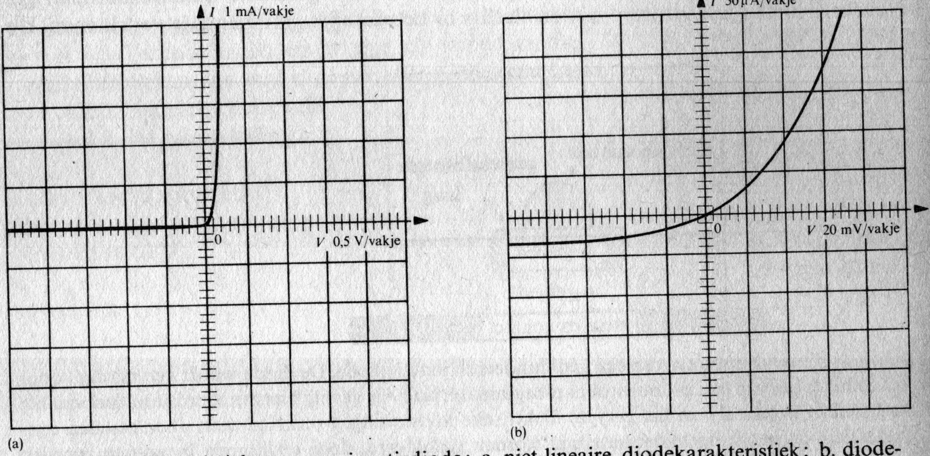


Fig. 1.2. *UI*-karakteristiek van een junctiediode; a. niet-lineaire diodekarakteristiek; b. diodekarakteristiek met uitgerekte tijdschaal.

invloeden doordat de hoeveelheid minderheidsdragers, die de tegenstroom moeten onderhouden, direct afhangt van de temperatuur [via $n_i^2(T)$].

Fig. 1.2 geeft een typisch voorbeeld van de *UI*-larakteristiek van een germanium pn-junctiediode. Het enorme verschil in geleiding bij doorlaat- en tegenvoorspanning is in fig. 1.2a te zien, waarin de spanningsschaal is verdeeld in vakjes van 0,5 V. In fig. 1.2b zijn de schalen vergroot om een duidelijker beeld te geven van het diodegedrag nabij voorspanning nul. Let op de sterke toeneming van de stroom bij doorlaatvoorspanning en de bijna constante tegenstroom.

1.2. JUNCTIETRANSISTORS

Een junctietransistor heeft de fysische opbouw van twee pn-juncties die ruggelings tegen elkaar zijn geplaatst met een dun p- of n-gebied ertussen. In fig. 1.3 is de structuur van twee typische junctietransistors afgebeeld. Vanwege de opeenvolging van de verschillende lagen worden dit pnp-transistors genoemd. Het dunne n-gebied tussen de juncties, dat men het (actieve) *basisgebied* noemt, is het voornaamste onderdeel van deze opbouw.

Een transistor die als versterker wordt gebruikt werkt doorgaans met doorlaatvoorspanning over de ene pn-junctie (de *emitter*-junctie), en tegenvoorspanning over de andere (de *collector*-junctie), zoals in fig. 1.4a is getekend. Onder deze omstandigheden is de collectorstroom veel groter dan de stroom die bij tegenvoorspanning door een geïsoleerde pn-junctie vloeit. In de praktijk blijkt de collectorstroom slechts weinig kleiner dan de emitterstroom, die groot is en sterk afhangt van de emitter-basisspanning, aangezien over de emitterjunctie immers een doorlaatvoorspanning staat. In fig. 1.4b is te zien hoe groot de invloed van de emitter-basisspanning is op de emitter- en collectorstroom. De basisstroom, die eenvoudig het verschil is tussen de emitter- en de collectorstroom, kan niet uit deze krommen worden afgeleid omdat de betreffende stromen zo weinig verschillen. De basisstroom is daarom apart weergegeven met een honderdmaal zo grote stroomschaal. Hoewel deze curven zijn opgemeten bij een vaste tegenvoorspanning over de collectorjunctie, zijn de resultaten globaal gezien onafhankelijk van de grootte van deze tegenvoorspanning.

Op de eenvoudigst mogelijke manier uitgedrukt kan men zeggen dat de collectorstroom bijna gelijk is aan de emitterstroom en direct gestuurd wordt door de emitter-basisspanning. Hiervoor zijn twee redenen aan te wijzen. In de eerste plaats worden de dopingsniveaus van emitter en basis zo ingesteld dat emitterstroom bijna uitsluitend bestaat uit gaten die in de basis worden geïnjecteerd (veeleer dan uit elektronen die in de emitter worden geïnjecteerd) door de emitterjunctie met zijn doorlaatvoorspanning. In de tweede plaats kunnen bijna al deze geïnjecteerde gaten het dunne basisgebied zonder recombinatie oversteken, zodat ze de collectorjunctie kunnen bereiken om daar aan de collectorstroom bij te dragen. De fysische opbouw van de transistor maakt het zodoende mogelijk de stroom bij tegenvoorspanning van de ene junctie te sturen door middel van de doorlaatvoorspanning die op de andere pn-junctie wordt aangelegd. *De transistor is dus een stuurelement*

dat het mogelijk maakt de collectorstroom te regelen door middel van de emitter-basisspanning.

De regeling geschiedt door zeer kleine stroomsterkten via de basisaansluiting. De basisstroom, die normaal gesproken 1/10 à 1/200 van de collectorstroom bedraagt, is het gevolg van elektroneninjectie uit de basis in de emitter, en daarnaast van recombinatie binnen de basis van een klein deel van de gaten die door de emitter in de basis worden geïnjecteerd. De voornaamste componenten van de transistorstromen zijn in fig. 1.4c schematisch weergegeven.

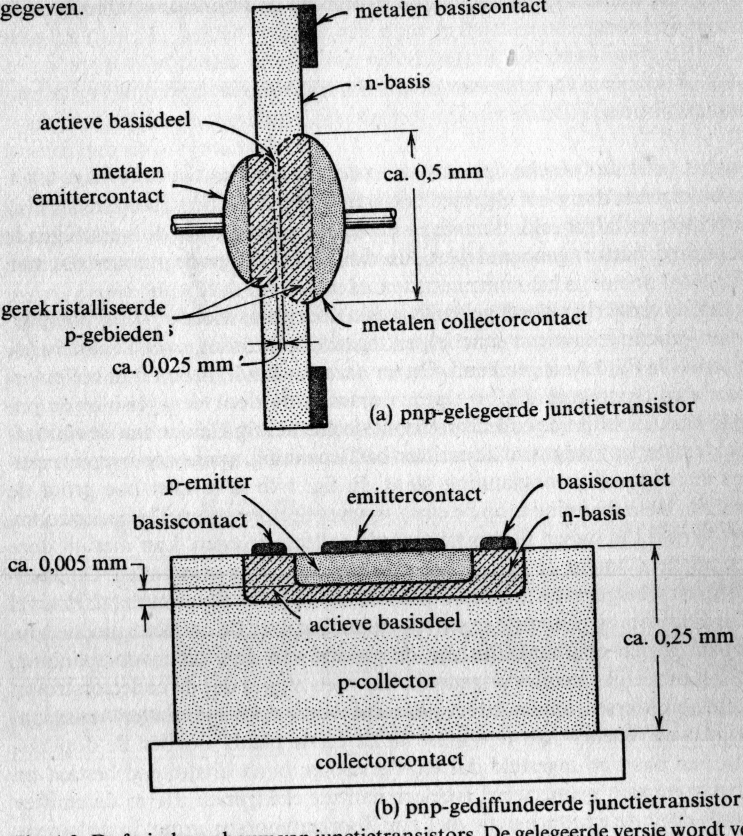


Fig. 1.3. De fysische opbouw van junctietransistors. De gelegeerde versie wordt verkregen door een metaal met een grote hoeveelheid p-doopstof in een siliciumplaatje van het n-type te legeren. Bij het afkoelen van de plak rekristalliseert het halfgeleidermateriaal, waarbij de p-doopstof in de gerekristalliseerde gebieden de boventoon voert. De gediffundeerde uitvoering wordt verkregen door n- en p-doopstoffen in het p-collectorgebied te diffunderen. Andere afbeeldingen van deze laagstructuren zijn in fig. 7.1 gegeven.

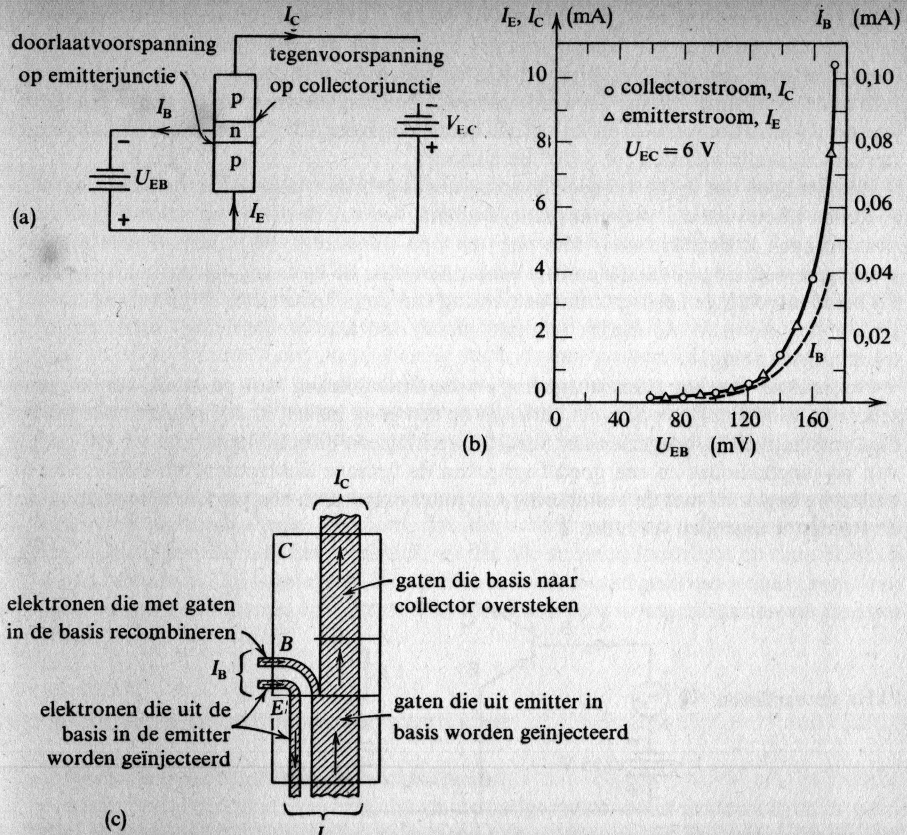


Fig. 1.4. De pnp-transistor (merk op dat in (b) de basisstroomschaal met een factor 100 is vergroot): a. voorspanningsschakeling; b. invloed van de emitter-basisspanning op de collectorstroom en emitterstroom; c. schematische voorstelling van de stromen.

Uit de voorgaande beschrijving van de transistorwerking zal duidelijk zijn dat er een vermogensversterking optreedt. Het vermogen dat bij de emitter-basisaansluitingen verloren gaat, is gering doordat betrekkelijk kleine veranderingen van de voorspanning op de emitter-basisjunctie al voldoende zijn om grote veranderingen van de collectorstroom te veroorzaken (zie fig. 1.4b), en omdat verder de basisstroom zeer gering is. De belasting die op de collector wordt aangesloten, kan potentieel een zeer groot vermogen hebben, doordat de collectorstroom in grote lijnen onafhankelijk is van de spanning op de collectorjunctie,

zolang er maar een tegenvoorspanning blijft bestaan. De belastingsweerstand in serie met de collector kan dan ook zeer aanzienlijk zijn, zodat de collector-basisspanning grote fluctuaties mag vertonen. Als bijvoorbeeld de transistor met de karakteristieken van fig. 1.4b in de schakeling van fig. 1.5 wordt gebruikt, bedraagt de verhouding tussen het toegevoerde wisselstroomvermogen en de dissipatie ongeveer 10^4; in eentraps-transistorversterkers zijn zelfs waarden tot $5 \cdot 10^4$ bereikbaar.

Het symbool, dat in fig. 1.5 voor de transistor is gebruikt, is het internationaal overeengekomen teken voor een pnp-transistor. De benaming van de drie in het schema getekende aansluitingen is dezelfde voor alle pnp- en npn-transistors. Bij schema's met npn-uitvoeringen moet de pijl van de emitter echter niet naar de basis toe wijzen, maar er van af. Bij beide uitvoeringen echter komt de richting van de pijl overeen met die van de emitterstroom bij *normale werkwijze* (emitterjunctie doorlaatvoorspanning, collectorjunctie tegenvoorspanning).

De analyse van het transistorgedrag en de ontwikkeling van passende vervangingsschema's (modellen) ervoor moet berusten op een goed inzicht in de fundamentele inwendige verschijnselen. Aangezien de transistorwerking een uitbreiding vormt van het gedrag van pn-junctiediodes en een goed begrip van de fysische elektronica van diodes vereist, zullen we beginnen met de bestudering van junctiediodes, en een verdere behandeling van de transistor uitstellen tot hfdst. 7.

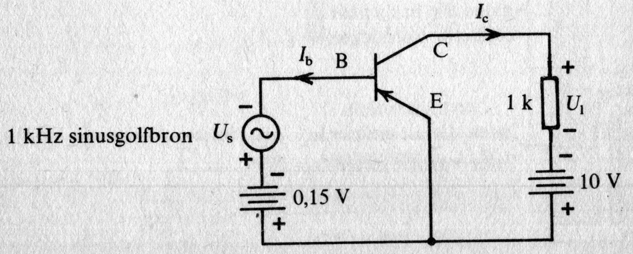


Fig. 1.5. Fundamentele getransistoriseerde versterker:
U_s – effectieve bronspanning – 1 mV
I_b – effectieve basisstroom (wisselstroomcomponent) – 1 μA
I_c – effectieve collectorstroom (wisselstroomcomponent) – 100 μA
U_l – effectieve belastingsspanning (wisselstroomcomponent) – 0,1 V

$$\frac{\text{wisselstroombelastingsvermogen}}{\text{wisselstroomingangsvermogen}} = \frac{I_c \times U_l}{I_b \times U_s} = 10^4$$

JUNCTIEDIODES

2.1. DE ABRUPTE JUNCTIE

Hoewel er meerdere, fundamenteel verschillende methoden bestaan om junctiediodes te fabriceren, vertonen het interne fysische gedrag en de elektrische eigenschappen van de op welke wijze dan ook verkregen diodes toch een opvallende overeenkomst. De detailverschillen die zich voordoen, worden – zoals nog zal blijken – bepaald door de verdeling van donor- en acceptordoopstoffen nabij de junctie. Om nu de nadruk te leggen op de hoofdkenmerken van het diodegedrag, met voorbijgaan van ingewikkelde en niet-essentiële details, zullen we eerst een *abrupte pn-junctie* onder de loep nemen. Dit is een junctie waarbij de overgang van p- naar n-halfgeleidermateriaal beperkt is tot een gebied met een verwaarloosbare dikte – de overgang is abrupt, plotseling. Goede voorbeelden hiervan zijn de juncties die door legering worden vervaardigd; deze hebben overgangslagen die minder dan 10^{-6} cm dik zijn.

We nemen verder aan dat het *metallurgische contactvlak* of grensvlak tussen de n- en p-gebieden geen oneffenheden vertoont, dat alle verdelingen van ladingdragers uniform zijn in vlakken parallel aan het grensvlak, en dat alle stromen loodrecht op deze vlakken verlopen, zoals in fig. 2.1 is getekend. Dit *eendimensionale* model geeft een redelijk beeld van de laagvormige structuren in fig. 1.1 en 1.3, en levert ook voor de meeste andere pn-juncties een behoorlijke benadering.

2.2. DE JUNCTIE IN DE EVENWICHTSSITUATIE

2.2.1. *De contactpotentiaal in de evenwichtssituatie*

Men noemt een pn-junctie in evenwicht als de temperatuur ervan uniform is en er geen externe verstoringen als lichtstralen en voorspanning optreden. In de evenwichtssituatie moeten de gaten- en elektronenstromen *beide* op elk punt binnen de halfgeleider worden gecompenseerd.

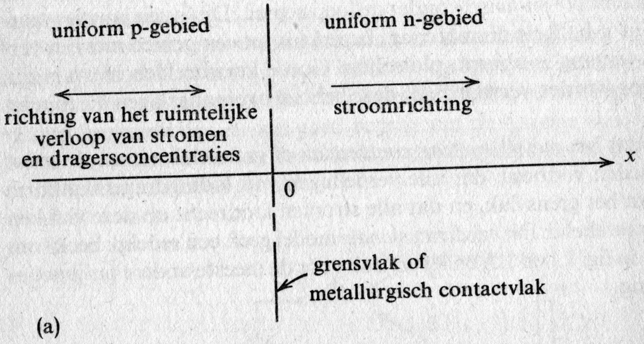
In het homogene p-materiaal zijn op voldoende grote afstand van het metallurgische contactvlak de concentraties van gaten en elektronen uniform en worden uitsluitend bepaald door de acceptorconcentratie N_{Ap} en de temperatuur. (De symbolen N_{Ap} en N_{Dn} worden alleen gebruikt voor de constante acceptor- en donorconcentraties aan weerszijden van een *abrupte* pn-junctie, terwijl N_A en N_D betrekking hebben op acceptor- en donorconcentraties in het algemeen.) Voor redelijk extrinsiek materiaal ($N_{Ap} \gg n_i$) geldt

$$p_{po} \cong N_{Ap}$$
$$n_{po} \cong n_i^2(T)/N_{Ap} \qquad (2.1a,b)$$

waarin $n_i(T)$ de intrinsieke concentratie van de ladingdragers is. De index p van de symbolen n en p voor de concentraties van de geleidingselektronen en gaten geeft het p-gebied aan, de index o betekent dat de concentratie de thermische evenwichtswaarde heeft. Deze notatie wordt door het hele boek heen aangehouden.

Volkomen analoog geldt voor de elektronen- en gatenconcentraties in het homogene extrinsieke n-gebied op voldoende grote afstand van het metallurgische contactvlak dat ze uniform zijn en voor $N_{Dn} \gg n_i$ worden gegeven door:

$$n_{no} \cong N_{Dn} \qquad (2.2a,b)$$
$$p_{no} \cong n_i^2(T)/N_{Dn}$$



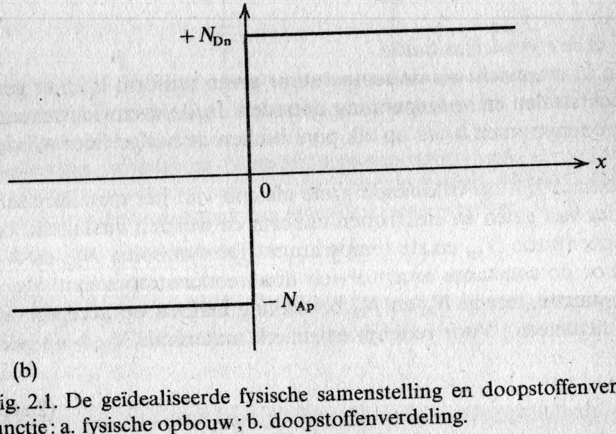


Fig. 2.1. De geïdealiseerde fysische samenstelling en doopstoffenverdeling van een abrupte pn-junctie: a. fysische opbouw; b. doopstoffenverdeling.

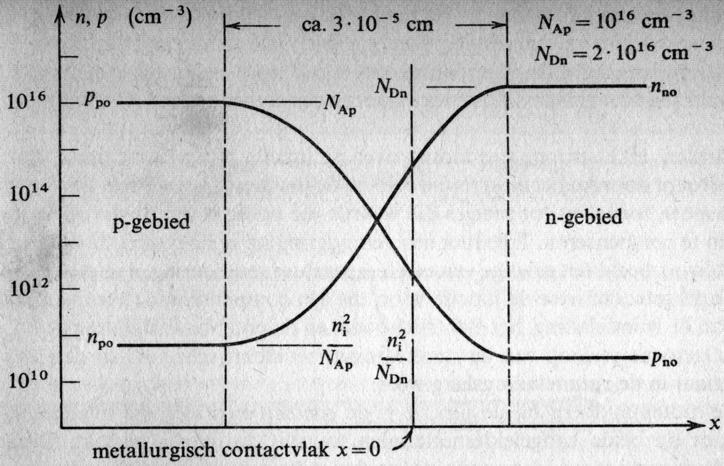


Fig. 2.2. Globale verdelingen van de ladingdragers nabij het grensvlak van een germanium pn-junctie in evenwicht bij kamertemperatuur.

Uit (2.1) en (2.2) blijkt dat de gatenconcentratie in het p-gebied veel groter is dan die in het n-gebied, terwijl de elektronenconcentratie in het n-gebied juist veel groter is dan in het p-gebied. Uiteraard is het produkt np overal binnen de halfgeleider gelijk aan n_i^2, omdat de junctie in thermisch evenwicht verkeert. Het ligt voor de hand dat bij de junctie een sterk verloop van de concentratie van zowel elektronen als gaten optreedt, zoals ook in fig. 2.2 is te zien (getekend voor $N_{Ap} = 10^{16}$ atomen per cm^3 en $N_{Dn} = 2 \cdot 10^{16}$ atomen per cm^3). De concentratiegradiënten zijn bij het metallurgische contactvlak in de regel zeer steil, doordat de concentraties van de minderheidsdragers in de evenwichtstoestand doorgaans *tenminste* duizend maal zo klein zijn als de overeenkomstige concentraties van de meerderheidsdragers. Vanwege deze steile hellingen hebben gaten de neiging over de junctie uit het p-gebied naar het n-gebied te diffunderen, terwijl de elektronendiffusie juist tegengesteld is gericht.

Aangezien de gaten- en elektronenstromen, die de junctie passeren, in de evenwichtssituatie beide nul zijn, moet er nabij de junctie een elektrisch veld heersen om de diffusietendensen van zowel gaten als elektronen te compenseren; het moet derhalve van het n- naar het p-gebied gericht zijn.

De oorsprong van het elektrische veld bij de junctie kan het best worden begrepen als men zich voorstelt wat er zou gebeuren als het niet aanwezig was. Zonder elektrisch veld zouden gaten en elektronen ten gevolge van de grote concentratiegradiënten over de junctie diffunderen. Aangezien de gaten negatief geladen acceptorionen achterlaten en de elektronen positief geladen donorionen, zou het netto-resultaat van de beide diffusiestromen zijn dat het n-gebied positief opgeladen zou worden ten opzichte van het p-gebied. Dit zou

leiden tot de vorming van een dipoollaag bij de junctie en een elektrostatische potentiaal van het n-gebied die positief is ten opzichte van het p-gebied. De diffusiestromen zouden niet lang kunnen doorgaan omdat de ongelijkheid van de ladingen welke ze veroorzaken, tot een elektrisch veld leidt dat zelf de diffusie *tegengaat* en een stabiele evenwichtstoestand bewerkstelligt.

Met andere woorden, elke stroom van lading over de junctie is een verschijnsel dat zichzelf een halt toeroept doordat het elektrische veld bij de junctie, dat een direct gevolg is van het ladingtransport, toeneemt tot precies die waarde die nodig is om de diffusie van gaten en elektronen te compenseren. Treedt er een verandering op in de concentraties van de ladingdragers, bijvoorbeeld ten gevolge van een temperatuurverandering, dan doet zich een kortstondige ladingstroom over de junctie voor, die een compenserende verandering in de dipoollaag van de ruimtelading, het elektrische veld en de potentiaalverdeling levert. Fig. 2.3 geeft het algemene verloop van de ruimtelading, het elektrische veld en de elektrostatische potentiaal in de ruimteladingslaag weer.

De 'ingebouwde' potentiaalberg bij de junctie is de *contactpotentiaal*, die uitsluitend wordt bepaald door de beide halfgeleidermaterialen waaruit de junctie bestaat. Deze contactpotentiaal leidt niet tot een klemspanning, omdat zulke potentialen *altijd* optreden op plaatsen waar verschillende materialen met elkaar worden verbonden. Als we op de beide kanten van de pn-junctie een willekeurige geleider aansluiten, doen zich contactpotentialen voor op de zo gevormde nieuwe juncties, waarbij de som van de contactpotentialen in de gesloten kring precies nul zal zijn. Ware dit niet het geval, dan zou er een stroom vloeien waardoor binnen de kring warmte zou worden opgewekt, hetgeen in tegenspraak is met de tweede hoofdwet van de thermodynamica. Dit houdt in dat we de contactpotentiaal van een pn-junctie bij thermisch evenwicht *niet* kunnen meten met een voltmeter die een zekere stationaire stroom vereist, hoe gevoelig de meter ook is.

2.2.2. *De ruimteladingslaag en de neutrale gebieden*

De contactpotentiaal van de meeste pn-juncties bedraagt enkele tienden volt. De afstand waarover de elektrostatische potentiaal verloopt, is meestal van de orde van 10^{-5} cm. Dit betekent dat het elektrische veld nabij het metallurgische contactvlak in de regel zeer sterk is (van de orde van 10^4 V·cm^{-1}), en de ermee gepaard gaande ruimtelading aanzienlijk. Bij een beschouwing van fig. 2.2 en 2.3 blijkt dat de dichtheid van de ruimtelading bij het metallurgische contactvlak ongeveer gelijk is aan de ruimteladingsdichtheid die verbonden is met de doopstofionen.

Het gebied om het metallurgische contactvlak, dat het elektrische veld en de ruimtelading omvat en waarover de contactpotentiaal staat, wordt meestal de *ruimteladingslaag* genoemd. In fig. 2.2 en 2.3 is de ruimteladingslaag gelegen tussen de beide onderbroken lijnen. De laag is opgesloten tussen twee gebieden waarbinnen de elektrostatische potentiaal constant is en het elektrische veld en de ladingsdichtheid nul zijn. Deze buitenste lagen heten de *neutrale gebieden*, omdat er geen elektrische ladingen in voorkomen. De verdeling van een pn-junctie in een ruimteladingslaag, opgesloten tussen een neutraal

p-gebied en een neutraal n-gebied, vormt het uitgangspunt voor onze analyse van het elektrische gedrag van de junctie. Het zal nog blijken dat deze zelfde verdeling zijn betekenis behoudt als de evenwichtssituatie wordt verstoord door het aanleggen van een voorspanning op de junctie.

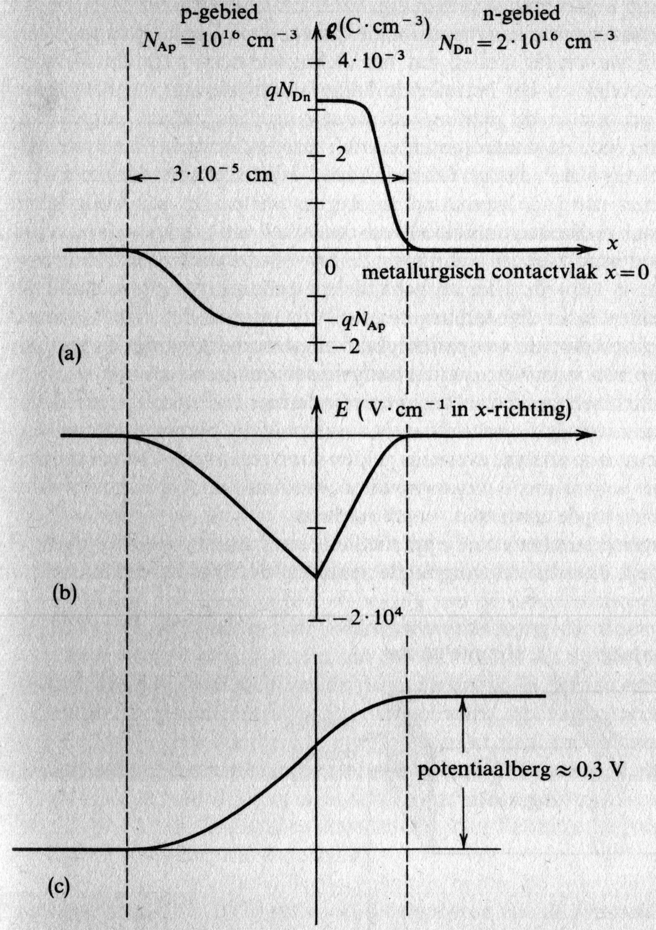


Fig. 2.3. Globale verdelingen van de ruimtelading, het elektrische veld en de elektrostatische potentiaal bij een germanium pn-junctie in evenwicht bij kamertemperatuur.
a. Ruimtelading; b. elektrische veldsterkte; c. elektrostatische potentiaal.

2.3.1. *Het metaal-halfgeleidercontact*

Om de gevolgen van voorspanning na te gaan, moeten we eerst vaststellen hoe een elektrisch contact met het halfgeleidermateriaal tot stand kan worden gebracht. We nemen aan dat de homogene p- en n-gebieden voorzien zijn van metalen contactvlakken, die zo geplaatst zijn dat de veronderstelde eendimensionale situatie (zie fig. 2.1a) erdoor niet worden verstoord, terwijl we verder stellen dat het elektrostatische potentiaalverschil tussen het metalen contactvlak en het betreffende halfgeleidermateriaal in grote lijnen onafhankelijk is van de grootte en de richting van de stroom. Een metaal-halfgeleidercontact van dit type, waarvoor de contactpotentiaal bij stroomdoorgang niet veel verandering ondergaat, heet een *ohms contact.* Ofschoon het beslist niet vanzelf spreekt dat dergelijke ohmse contacten met lage weerstand tussen een metaal en een halfgeleider mogelijk zijn, heeft men toch methoden ontwikkeld om contacten van dit type te fabriceren. Het is zelfs zo dat een goed inzicht in het gedrag van de pn-juncties waar we ons hier mee bezig houden, onmisbaar is voor de later te behandelen techniek van de metaal-halfgeleidercontacten. We zullen er in dit stadium daarom van uitgaan dat er een contact bestaat met een verwaarloosbaar kleine spanningsval bij stroomdoorgang; in par. 4.6 zullen we nader ingaan op het onderwerp metaal-halfgeleidercontacten.

Fig. 2.4 geeft een schematisch beeld van de junctiediode met metaalcontacten. In de praktijk vertonen maar zeer weinig diodes deze uiterst eenvoudige opbouw, wat niet wegneemt dat de resultaten van onze analyse eveneens gelden voor veel praktische componenten, zolang aan onze twee voornaamste uitgangspunten, eendimensionaliteit en verwaarloosbare spanningsverliezen bij de contacten, wordt voldaan.

Als nu op de aansluitingen (klemmen) van de junctiediode een spanning wordt aangelegd, gaat er een stroom vloeien, doordat de aangelegde spanning de voor voorspanning nul

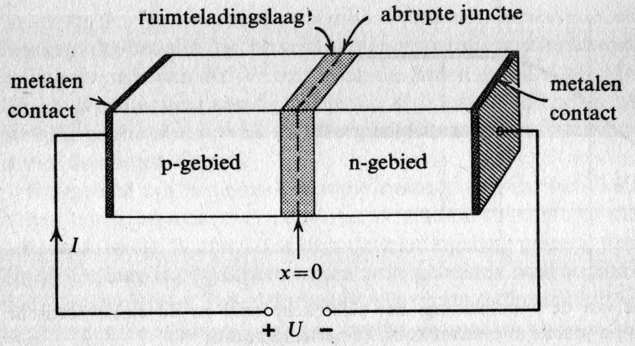


Fig. 2.4. Schematische voorstelling van een pn-junctiediode.

geldende evenwichtssituatie verstoort. Ten gevolge van deze stroom mogen we spanningsvallen verwachten in de neutrale gebieden buiten de ruimteladingslaag, omdat de elektrische weerstand van deze gebieden immers niet nul is (de soortelijke weerstand van halfgeleiders is veel groter dan die van goede metallische geleiders). Voor het ogenblik zullen we echter aannemen dat de spanningsverliezen in de neutrale gebieden verwaarloosbaar klein zijn vergeleken met de aangelegde spanning U (zie fig. 2.4). In par. 4.2 zullen we nader ingaan op de gevolgen van de in feite optredende spanningsvallen.

2.3.2. *Veranderingen in de ruimteladingslaag*

Doordat we de spanningsvallen in de neutrale gebieden en de *veranderingen* in de contactpotentialen bij de aansluitingen verwaarlozen, manifesteert de gehele aangelegde spanning zich in ons model in de vorm van een *verandering* van de hoogte van de potentiaalberg in de ruimteladingslaag. Heeft de aangelegde spanning U de polariteit die in fig. 2.4 is getekend, dan verandert de potentiaalberg van de contactpotentiaal φ_0 in $(\varphi_0 - U)$. Dit brengt uiteraard een bijbehorende verandering van het elektrische veld en de ruimteladingsverdeling met zich mee. Een *doorlaatvoorspanning*, die het p-contact positief maakt ten opzichte van het n-contact ($U > 0$), verlaagt de hoogte van de potentiaalberg, de elektrische veldsterkte en de ruimtelading in beide helften van de dipoollaag. De vermindering van de ruimtelading manifesteert zich voornamelijk in de vorm van een geringere dikte van de ruimteladingslaag. Een *tegenvoorspanning* ($U < 0$) vergroot de hoogte van de potentiaalberg, de elektrische veldsterkte en de ruimtelading in de beide helften van de dipoollaag.

2.3.3. *Veranderingen in de neutrale gebieden*

De veranderingen van de potentiaalberg ten gevolge van het aanleggen van een voorspanning leiden op hun beurt tot belangrijke veranderingen in de concentraties van de gaten en de elektronen, zowel in de neutrale gebieden als in de ruimteladingslaag. Doorlaatvoorspanning resulteert in een verhoging van de dragersconcentraties, zoals te zien is in fig. 2.5, te vergelijken met de evenwichtsverdelingen die door onderbroken lijnen zijn aangegeven. Deze stijgingen zijn een gevolg van het feit dat de lagere potentiaalberg meer ladingdragers in staat stelt om de ruimteladingslaag over te steken door diffusie van gebieden met hoge concentraties naar de gebieden met lage concentraties. Dit leidt tot een aanzienlijke (in het voorbeeld van fig. 2.5 meer dan honderdvoudige) verhoging van de minderheidsconcentraties in de neutrale gebieden. Daarnaast geven ook de concentraties van de meerderheidsdragers in de neutrale gebieden geringere veranderingen te zien, maar die zijn niet uit de figuur af te lezen omdat voor het uitzetten van de dragerconcentraties een logaritmische schaal is gebruikt.

De verhoogde minderheidsconcentraties buiten de ruimteladingslaag nemen voor afstanden van 10^{-3} à 10^{-1} cm voorbij de grenzen van de ruimteladingslaag af tot de evenwichtswaarde. Omdat de ruimteladingslaag zelf maar ongeveer 10^{-5} cm dik is, kan dit verloop niet worden weergegeven in fig. 2.5a, maar wel in fig. 2.5b met de sterk verkleinde afstandschaal.

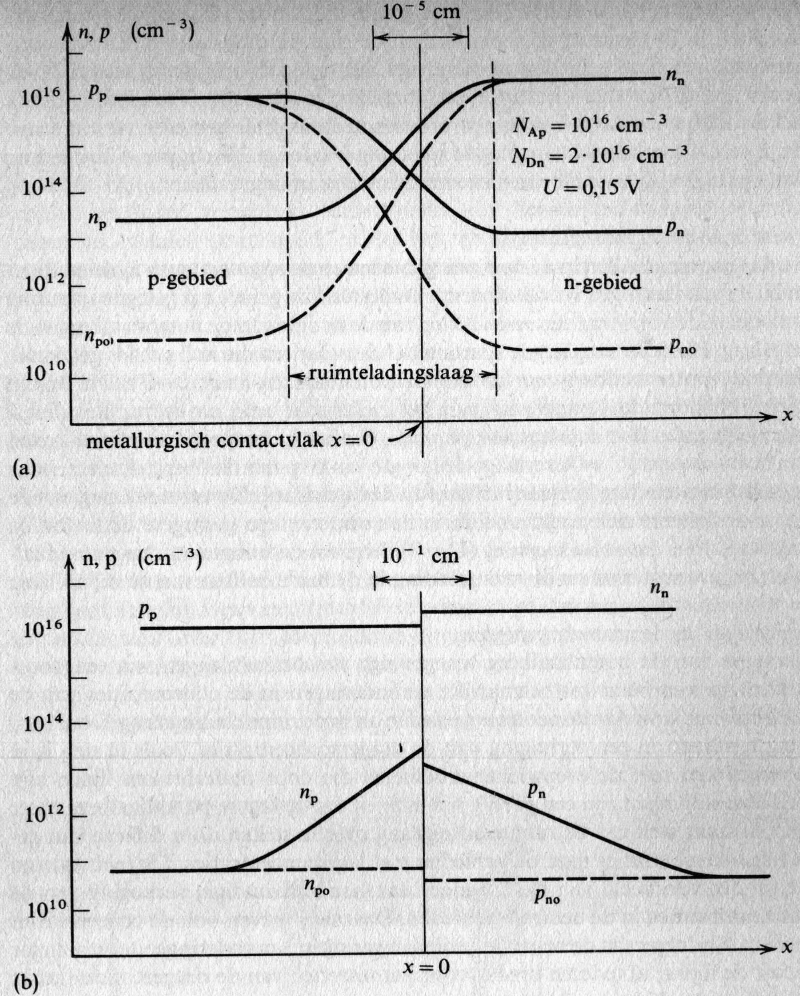


Fig. 2.5. Globale verdelingen van de ladingdragers bij een germanium pn-junctie bij kamertemperatuur en doorlaatvoorspanning.
a. Horizontale schaal zo gekozen dat de concentraties in de ruimteladingslaag duidelijk naar voren treden.
b. Horizontale schaal zo gekozen dat de concentraties in de neutrale gebieden duidelijk naar voren treden.

Hoewel de minderheidsconcentraties in de neutrale gebieden dus aanmerkelijk worden verstoord door de voorspanning, blijft de ruimtelading in deze gebieden buiten de ruimteladingslaag toch zeer gering. De toeneming van het aantal minderheidsdragers als gevolg van de voorspanning wordt namelijk nagenoeg gecompenseerd door die van het aantal meerderheidsdragers, zodat de netto-lading slechts zeer weinig verandert. Aangezien de meerderheidsconcentraties in de evenwichtstoestand meer dan het honderdvoudige van de minderheidsconcentraties zijn, kunnen uiterst geringe relatieve veranderingen in de meerderheidsconcentraties al tot een volledige compensatie van de ruimtelading ten gevolge van de tegengesteld geladen minderheidsdragers leiden, ook al is de relatieve verandering van de minderheidsconcentraties veel groter. Het gevolg hiervan is dat onze verdeling van de pn-junctie in een ruimteladingslaag tussen twee neutrale gebieden, die ingevoerd is voor de evenwichtssituatie, geldig blijft als het evenwicht door een voorspanning wordt verstoord.

2.3.4. *Uitgangspunten bij de analyse*

Onze analyse van het fysische en elektrische gedrag van pn-juncties is gebaseerd op de verdeling ervan in een ruimteladingslaag en twee neutrale gebieden, zoals die in de voorgaande paragraaf is behandeld. Deze splitsing is bijzonder nuttig omdat de elektrische omstandigheden binnen de ruimteladingslaag zeer sterk verschillen van die in de neutrale gebieden. Nauwkeuriger gezegd, de ruimteladingslaag is gekenmerkt door grote concentratiegradiënten, grote ruimteladingsdichtheid en zeer grote elektrische veldsterkte. De neutrale gebieden daarentegen vertonen concentratiegradiënten die maar 10^{-2} à 10^{-5} maal zo groot zijn, geen ruimtelading van betekenis en, zoals nog zal blijken, zwakke elektrische velden. Dit maakt het verantwoord om bij onze analyse van het ladingtransport één stelsel benaderingen voor de ruimteladingslaag te gebruiken, en een aanmerkelijk verschillend stelsel voor de neutrale gebieden buiten de ruimteladingslaag.

In het resterende deel van dit hoofdstuk zullen we ons bezig houden met de analyse van de verschijnselen binnen de ruimteladingslaag; het gedrag van de ladingdragers in de neutrale gebieden wordt in hfdst. 3 behandeld.

2.4. ANALYSE VAN DE RUIMTELADINGSLAAG

2.4.1. *Een kwantitatieve beschrijving van de ruimteladingslaag*

Het fundamentele fysische beginsel dat het elektrische gedrag binnen de ruimteladingslaag beheerst, is de Wet van Gauss, die het verband levert tussen het elektrische veld en de ruimteladingconcentratie. Voor ons eendimensionale model luidt deze als volgt:

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} = \frac{\rho}{\varepsilon_\mathrm{d}} \tag{2.3}$$

waarin E de elektrische veldsterkte is, ρ de concentratie van de ruimtelading en ε_d de

diëlektrische permittiviteit. De totale ruimtelading ρ kan in twee componenten worden gesplitst:

1. De lading op de mobiele (beweeglijke) ladingdragers, dus de gaten en de elektronen. Deze component is:

$$e(p-n)$$

waarin e de absolute grootte van de elementairlading voorstelt.

2. De lading op de onbeweeglijke donor- en acceptorionen. Deze component is:

$$e(N_D - N_A)$$

Bij een abrupte junctie is $(N_D - N_A)$ gelijk aan N_{Dn} in het n-materiaal en $-N_{Ap}$ in het p-materiaal, zoals in fig. 2.1b te zien is.

We kunnen de Wet van Gauss nu schrijven als:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\varepsilon_d}(p-n+N_D-N_A) \tag{2.4}$$

Nabij het midden van de ruimteladingslaag is $(p-n)$ veel kleiner dan zowel N_A als N_D (zie fig. 2.2), zodat de onbeweeglijke lading van de doopstofionen de ladingconcentratie overheerst. De verdeling van de ruimtelading valt in dit centrale gebied zodoende samen met die van de doopstoffen, zoals in fig. 2.3 is getekend. Bij de grenzen van de ruimteladingslaag daarentegen dragen de beweeglijke ladingdragers in belangrijke mate bij tot de aanwezige lading; zij zorgen hier ook voor de overgang naar de neutraliteit zoals die in de aangrenzende neutrale gebieden heerst. In dit verband is de invloed van de meerderheidsdragers uiteraard veel belangrijker dan die van de minderheidsdragers omdat hun aantallen veel groter zijn.

De contactpotentiaal, dat wil zeggen de hoogte van de potentiaalberg in de evenwichtstoestand, kan gemakkelijk worden berekend doordat de dragerconcentraties in de evenwichtstoestand op elke afstand van het contactvlak via de Boltzmann-factor met de elektrostatische potentiaal op die afstand zijn verbonden:

$$\begin{aligned} p &= n_i e^{-e\varphi/kT} \\ n &= n_i e^{+e\varphi/kT} \end{aligned} \tag{2.5a,b}$$

waarin $\varphi = 0$ betrekking heeft op het intrinsieke materiaal. Dit uitgangspunt van de spanning is willekeurig en alleen zo gekozen om de algebraïsche notatie zo eenvoudig mogelijk te maken. Binnen het hele neutrale p-gebied moet de som van de beweeglijke en onbeweeglijke ladingconcentraties nul zijn:

$$e(p-n)+e(-N_{Ap})=0$$

Aangezien het p-gebied verondersteld wordt redelijk extrinsiek te zijn ($N_{Ap} \gg n_i$), is n veel kleiner dan p, zodat de potentiaal φ_p in het neutrale p-gebied bij benadering wordt voorgesteld door:

$$n_i e^{-e\varphi_p/kT} = N_{Ap}$$

oftewel:

$$\varphi_p = -\frac{kT}{e}\ln\left(\frac{N_{Ap}}{n_i}\right) \tag{2.6}$$

Overeenkomstig geldt voor de potentiaal φ_n in het neutrale n-gebied:

$$\varphi_n = +\frac{kT}{e}\ln\left(\frac{N_{Dn}}{n_i}\right) \tag{2.7}$$

waarin we hebben aangenomen dat het n-gebied redelijk extrinsiek is ($N_{Dn} \gg n_i$), zodat $n \gg p$.

De contactpotentiaal is eenvoudig $\varphi_0 = \varphi_n - \varphi_p$, oftewel:

$$\varphi_0 = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{N_{Ap}N_{Dn}}{n_i^2}\right) \tag{2.8}$$

Voor typische pn-junctiediodes ligt de contactpotentiaal in het gebied van 0,2 tot 1 V.

2.4.2. *De leeggelopen-laagbenadering*

We zullen nu een bijzonder belangrijke methode bespreken voor de benaderende bepaling van de lading, de elektrische veldsterkte en de elektrostatische potentiaal in de ruimteladingslaag. Deze methode wordt gekenmerkt door twee belangrijke voordelen:

1. Zij levert resultaten die goed overeenkomen met de experimentele gegevens bij tegenvoorspanning over de junctie.

2. De resultaten ervan zijn van een vrij eenvoudige vorm, die geen numerieke oplossing vereist.

De benadering is gebaseerd op de veronderstelling dat de *gehele* ruimteladingslaag leeg is, in die zin dat er geen beweeglijke ladingdragers (gaten en elektronen) meer in voorkomen. Met andere woorden, we nemen aan dat die delen van de ruimteladingslaag, waaraan niet alle beweeglijke ladingdragers zijn onttrokken, een verwaarloosbare dikte hebben. De hele ruimteladingslaag kan dan als een uitputtingslaag (leeggelopen-laag, *depletion layer*) worden opgevat, dat wil zeggen als een gebied waarbinnen de ruimtelading uitsluitend wordt bepaald door de doopstoffenverdeling, zoals in fig. 2.6 is getekend.

Aangezien de vorm van de ruimteladingsverdeling zo van te voren vast staat (ofschoon l_p en l_n niet bekend zijn), kunnen we de Wet van Gauss toepassen op de ruimteladingsverdeling teneinde de elektrische veldsterkte te bepalen. Zoals in fig. 2.7a is aangegeven, moet het elektrische veld nul zijn bij $x = -l_p$ en $x = +l_n$, omdat deze vlakken de grenzen van de uitputtingslaag voorstellen. De veldsterkte op x_1 wordt derhalve:

$$E_1 = \frac{1}{\varepsilon_d}(-eN_{Ap}\Delta x) \tag{2.9}$$

aangezien de lading per oppervlakte-eenheid links van $x_1 = -eN_{Ap}\Delta x$, in fig. 2.7a aange-

geven door het gearceerde oppervlak. De veldsterkte stijgt dus lineair met Δx tot $x=0$, waar de waarde ervan:

$$E_0 = -\frac{e}{\varepsilon_d} N_{Ap} l_p \tag{2.10}$$

bedraagt. Voor $x>0$ moet de veldsterkte weer lineair afnemen naar 0 bij $x=l_n$. Aan deze voorwaarde wordt voldaan doordat de negatieve lading in de linkerhelft van de uitputtingslaag precies gelijk is aan de positieve lading in de rechterhelft, dat wil zeggen:

$$N_{Ap} l_p = N_{Dn} l_n \tag{2.11}$$

De potentiaalverdeling is eenvoudig te vinden door integratie van de elektrische veldverdeling. Het verschil tussen de potentiaal φ_1 bij x_1 en de potentiaal bij $-l_p$ wordt dus gegeven door het gearceerde driehoekige oppervlak in fig. 2.7b. De volledige potentiaalverdeling is in fig. 2.7c in beeld gebracht. De hoogte van de potentiaalberg $(\varphi_0 - U)$ is gelijk aan de negatieve waarde van het oppervlak onder de grote driehoek in fig. 2.7b, dus:

$$(\varphi_0 - U) = -\tfrac{1}{2}E_0(l_n + l_p) = -\tfrac{1}{2}E_0 l \tag{2.12}$$

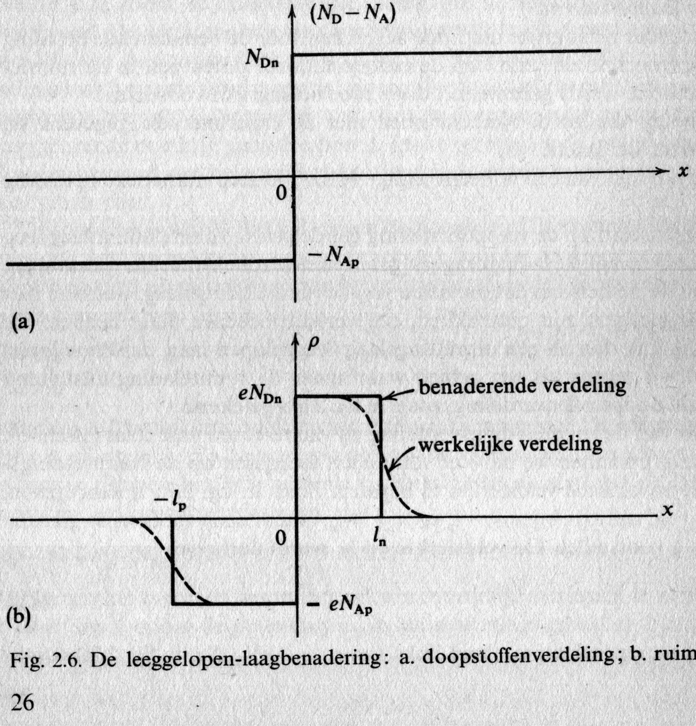


Fig. 2.6. De leeggelopen-laagbenadering: a. doopstoffenverdeling; b. ruimteladingsverdeling.

waarin l de totale dikte van de ruimteladingslaag voorstelt.

Combinatie van (2.10), (2.11) en (2.12) levert voor l en E_0:

$$l = \left[\frac{2\varepsilon_d}{e}(\varphi_0 - U)\left(\frac{1}{N_{Ap}} + \frac{1}{N_{Dn}}\right)\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$E_0 = -\left[\frac{2e}{\varepsilon_d}(\varphi_0 - U)\left(\frac{1}{1/N_{Ap} + 1/N_{Dn}}\right)\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (2.13a,b)$$

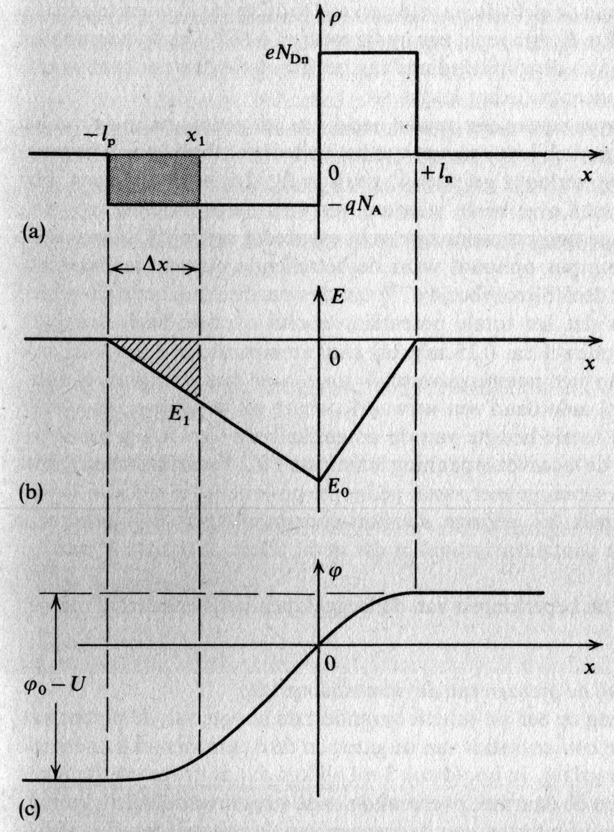


Fig. 2.7. Lading, veldsterkte en potentiaal zoals die volgen uit de veronderstelling dat het ruimteladingsgebied in het geheel geen beweeglijke ladingdragers meer bevat: a. ruimtelading; b. elektrische veldsterkte; c. elektrostatische potentiaal.

De dikten van de p- en n-delen van de uitputtingslaag zijn:

$$l_p = l \frac{N_{Dn}}{N_{Ap}+N_{Dn}}$$

$$l_n = l \frac{N_{Ap}}{N_{Ap}+N_{Dn}} \qquad (2.14a,b)$$

De resultaten van deze benaderende berekening stemmen overeen met onze kwalitatieve bevindingen dat tegenvoorspanning ($U < 0$) leidt tot een verdikking van de ruimteladingslaag en een toeneming van de elektrische veldsterkte. De dikte van de ruimteladingslaag l en de maximale veldsterkte E_0 zijn recht evenredig met $(\varphi_0 - U)^{\frac{1}{2}}$. Uit deze resultaten blijkt verder dat de penetratie van de ruimteladingslaag het grootst is aan die kant van de junctie waar de doopstoffenconcentratie het laagst is.

De globale berekeningen geven echter een onjuist beeld van het gedrag nabij de randen van de ruimteladingslaag. De werkelijke overgang van het volledig ontbreken van beweegbare dragers tot de neutraliteit verloopt geleidelijk, zoals in fig. 2.6 is weergegeven. Het elektrostatische potentiaalverschil over beide 'staarten' van de ladingsverdeling is van de orde van $5(kT/e)$ want de dragerconcentraties zijn recht evenredig met $e^{\pm e\varphi/kT}$, terwijl de 'staart' van de ladingsverdeling pas ophoudt waar de betreffende meerderheidsconcentratie tot een verwaarloosbaar deel (bijvoorbeeld e^{-5}) van de waarde in het neutrale gebied is teruggelopen. Dit betekent dat het totale potentiaalverschil over de beide 'staarten' ongeveer 10 kT/e bedraagt, oftewel ca. 0,25 mV bij kamertemperatuur ($kT/e = 25$ mV voor $T = 290°$K). De rest van het potentiaalverschil staat over het uitputtingsgebied. Hieruit blijkt dat de 'staarten' inderdaad een verwaarloosbare dikte hebben vergeleken met de uitputtingslaag als de totale hoogte van de potentiaalberg $(\varphi_0 - U)$ groot is ten opzichte van 0,25 V. Bedraagt de *tegen*voorspanning tenminste 1 à 2 V, dan wordt aan deze voorwaarde goed voldaan. Bij sommige zeer zwaar gedoopte pn-juncties in silicium kan de leeggelopen-laagbenadering zelfs bij geringe *doorlaat*-voorspanningen nog bruikbare resultaten leveren, doordat de contactpotentiaal in dat geval alleen al bijna 1 V kan bedragen.

In Aanhangsel A.1 worden de beperkingen van de leeggelopen-laagbenadering meer in detail bezien.

2.4.3. *De dragerconcentraties bij de grenzen van de ruimteladingslaag*

Het aanleggen van een spanning op een pn-junctie verandert de hoogte van de potentiaalberg en verstoort zodoende de concentraties van de gaten en de elektronen in de neutrale gebieden buiten de ruimteladingslaag. In hoofdstuk 3 zal blijken dat de dragersverdelingen binnen de neutrale gebieden, en de daarmee overeenkomende stroomverdelingen, kunnen worden bepaald als de dragerconcentraties aan de grenzen van de ruimteladingslaag in de voorspanning kunnen worden uitgedrukt. We willen nu de betrekking vinden die voor deze grensconcentraties geldt.

In de evenwichtssituatie worden de verdelingen van zowel gaten als elektronen in de ruimteladingslaag bepaald door de voorwaarde dat de drift ten gevolge van het elektrische veld de diffusie ten gevolge van de concentratiegradiënten precies compenseert. Deze toestand kan worden beschouwd als een dynamisch evenwicht tussen twee tegengesteld gerichte componenten van zowel de gaten- als de elektronenstromen. Omdat de concentratiegradiënten en de elektrische veldsterkte in de ruimteladingslaag beide zeer groot zijn, doet zich erin een aanzienlijke stroming van ladingdragers naar weerskanten voor.

Wordt nu een voorspanning aangelegd, dan stromen deze dragers naar de neutrale gebieden. Zolang echter de *netto*-stromen van de dragers naar de neutrale gebieden klein zijn, komt er geen verandering van betekenis in het dynamische evenwicht van de gaten- en elektronenstromen binnen de ruimteladingslaag. In dit geval is het verantwoord om zowel de gaten- als de elektronenverdeling op te vatten als bij benadering gelijk aan de betreffende *evenwichts*-verdelingen, behorende bij de nieuwe hoogte van de potentiaalberg $(\varphi_0 - U)$. Met andere woorden, we nemen aan dat de gaten en de elektronen in de ruimteladingslaag elk apart genomen vrijwel in evenwicht zijn, terwijl hun verdelingen worden bepaald door de hoogte van de potentiaalberg na het aanleggen van de voorspanning.

Hieruit volgt voor de verhouding tussen de gatenconcentratie p_n aan de *grens* van de ruimteladingslaag aan de n-kant en de gatenconcentratie p_p aan de *grens* van de ruimteladingslaag aan de p-kant:

$$\frac{p_n}{p_p} = e^{-e(\varphi_0 - U)/kT} \tag{2.15a}$$

waarin $(\varphi_0 - U)$ weer de hoogte van de potentiaalberg is. De overeenkomstige betrekking voor de elektronen is:

$$\frac{n_p}{n_n} = e^{-e(\varphi_0 - U)/kT} \tag{2.15b}$$

We kunnen deze vergelijkingen enigszins vereenvoudigen door gebruik te maken van het feit dat de verhoudingen van de dragerconcentraties in de evenwichtssituatie $(U=0)$ worden gegeven door:

$$\left.\begin{aligned}\frac{p_{no}}{p_{po}} &= e^{-e\varphi_0/kT}\\ \frac{n_{po}}{n_{no}} &= e^{-e\varphi_0/kT}\end{aligned}\right. \tag{2.16a,b}$$

We kunnen (2.15) dus schrijven als:

$$\frac{p_n}{p_p} = \frac{p_{no}}{p_{po}} e^{eU/kT} \tag{2.17a,b}$$

$$\frac{n_p}{n_n} = \frac{n_{po}}{n_{no}} e^{eU/kT}$$

De diode- en transistoranalyse in de volgende hoofdstukken is grotendeels beperkt tot de omstandigheden bij betrekkelijk geringe injectie (low-level injection), we zullen dit aanduiden met *beperkte injectie*. We willen daarom hier aannemen dat de concentratie van geïnjecteerde overmaat-dragers zo klein is dat de concentraties van de *meerderheidsdragers* geen verandering van betekenis ondergaan door de op de junctie aangelegde voorspanning. Voor dit belangrijke speciale geval geldt:

$$p_p \approx p_{po} \qquad n_n \approx n_{no} \tag{2.18a,b}$$

zodat (2.17) dan wordt:

$$p_n \approx p_{no} e^{eU/kT} \qquad n_p \approx n_{po} e^{eU/kT} \tag{2.19a,b}$$

Deze vergelijkingen, die een verband leggen tussen de concentraties van de *minderheidsdragers* aan de grenzen van de ruimteladingslaag en de verandering in de hoogte van de potentiaalberg bij de junctie, gelden voor beperkte injectie, mits de maximale junctiestroom wordt bepaald door het ladingtransport in de neutrale gebieden, en *niet* door de snelheid waarmee de ruimteladingslaag dragers kan toevoeren.

Deze randvoorwaarden ten aanzien van de *minderheidsconcentraties* zijn bovendien bepalend voor de concentraties van de *meerderheids*-dragers bij de grenzen van de ruimteladingslaag, doordat op die plaatsen een elektrische neutraliteit heerst, zelfs in het geval van injectie. De *verandering* van de meerderheidsconcentratie moet derhalve gelijk zijn aan de *verandering* van de overeenkomstige minderheidsconcentratie, wil de halfgeleider neutraal blijven. Er geldt dus:

$$(n_n - n_{no}) = (p_n - p_{no}) \qquad (p_p - p_{po}) = (n_p - n_{po}) \tag{2.20a,b}$$

Uit deze vergelijkingen blijkt dat aan de voorwaarde van beperkte injectie wordt voldaan als:

$$p'_n = p_n - p_{no} \ll n_{no} \qquad n'_p = n_p - n_{po} \ll p_{po} \tag{2.21a,b}$$

dat wil zeggen als de *overmaat*-minderheidsconcentratie klein blijft vergeleken met de meerderheidsconcentratie in de *evenwichtssituatie*.

Alvorens onze bespreking te beëindigen, moeten we nog nagaan of er voldoende grond bestaat voor onze veronderstelling dat de gaten en de elektronen stuk voor stuk genomen binnen de gehele ruimteladingslaag nagenoeg in thermodynamisch evenwicht zijn. Er zijn twee zuiver theoretische overwegingen aan te voeren welke beide dit uitgangspunt recht-

vaardigen; ze verschillen alleen in de toegepaste verdeling van de stromen.

De eerste is gebaseerd op een splitsing van de netto-gaten- of elektronenstroom in door toevallige, in één richting vloeiende componentstromen over de junctie. Deze verdeling is alleen verantwoord als de ruimteladingslaag zo dun is dat de waarschijnlijkheid, dat de ladingdragers erbinnen door botsing worden verstrooid, zeer gering is. In het limietgeval van een oneindig dunne ruimteladingslaag kunnen de willekeurige stromen van zowel gaten als elektronen in beide richtingen door middel van statistische technieken worden berekend. Zolang de tegenvoorspanning niet al te hoog is, geldt dat beide in één richting vloeiende stromen veel groter zijn dan de netto-stromen van de betreffende ladingdragers welke door het transport binnen de neutrale gebieden kunnen worden onderhouden. Dit betekent dat de willekeurige in één richting vloeiende stromen elkaar ongeveer moeten compenseren, ook als U niet nul is en er dus een junctiestroom optreedt. Gelijkstelling ervan levert (2.15). Volgens deze berekening is ons uitgangspunt dus gewettigd, maar in de praktijk hebben de meeste pn-juncties zulke dikke ruimteladingslagen, dat erbinnen toch een zekere verstrooiing van de ladingdragers plaatsvindt, zodat niet vast staat dat aan de uitgangsvoorwaarde wordt voldaan.

De tweede redenering is gebaseerd op een verdeling van de netto gaten- of elektronenstroom in drift- en diffusiecomponentstromen binnen de ruimteladingslaag. Deze splitsing en de volgende toepassing van de begrippen driftbeweeglijkheid en diffusiestroomcoëfficiënt is alleen verantwoord als de ruimteladingslaag zo breed is dat overstekende ladingdragers door veel botsingen binnen de laag worden verstrooid. In de limietsituatie van een zeer groot aantal botsingen wordt het verband tussen de drift- en diffusiecomponenten van zowel de gaten- als de elektronenstromen met de elektrische veldsterkte en de concentratiegradiënt bepaald door de driftbeweeglijkheid respectievelijk de diffusiestroomcoëfficiënt. Verder geldt weer dat elk van deze deelstromen groot is vergeleken met de netto-stroom welke door de neutrale gebieden kan worden onderhouden, behalve in het geval van grote tegenvoorspanningen. Dit betekent dat de drift- en diffusiestromen bijna gelijk moeten zijn, en de gelijkstelling levert weer (2.15). Helaas geldt voor deze berekening precies als in het voorgaande geval dat het resultaat voor de meeste juncties in de praktijk niet geheel opgaat doordat de ruimteladingslagen niet zo dik zijn dat voldaan wordt aan de eis dat de dragers binnen de laag sterk worden verstrooid. Het feit echter dat de berekeningen op basis van de 'dunne laag' en de 'dikke laag' hetzelfde resultaat leveren, betekent wel een zekere rechtvaardiging van ons uitgangspunt.

Misschien het beste argument ter verdediging van (2.15) is de uitstekende overeenstemming tussen de voorspellingen ervan en de experimentele bevindingen voor germanium en silicium pn-juncties, die in hfdst. 4 zal blijken.

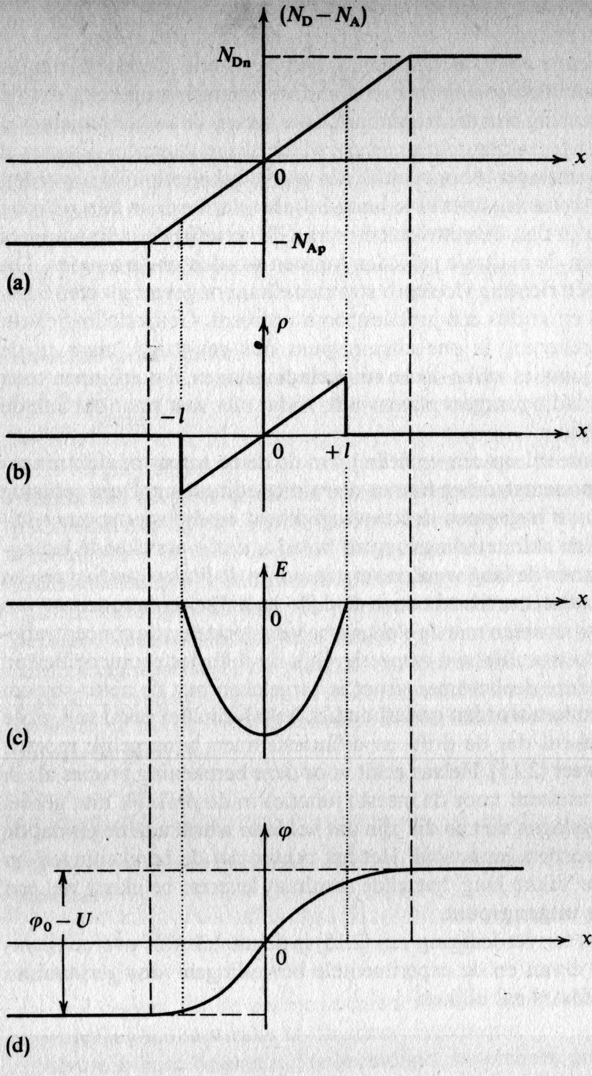


Fig. 2.8. Doopstoffenverdeling, ruimtelading, veld en elektrostatische potentiaal van een junctie met lineair verlopende doopstoffenverdeling (gebaseerd op de leeggelopen-laagbenadering): a. doopstoffenverdeling; b. ruimtelading; c. elektrische veldsterkte; d. elektrostatische potentiaal.

De leeggelopen-laagbenadering en onze kwalitatieve conclusies ten aanzien van de ruimteladingslaag kunnen ook worden toegepast op juncties met een meer geleidelijke overgang van p- naar n-materiaal. We nemen aan dat de doopstoffengradiënt zo groot is dat er een pn-junctie met een aanwijsbare ruimteladingslaag ontstaat, en geen inhomogeen stuk halfgeleidermateriaal zonder duidelijke grenslagen.

Als voorbeeld van een geleidelijke junctie zullen we een diode nemen waarin de doopstoffenverdeling een lineaire functie is van de plaats, zoals in fig. 2.8a in beeld is gebracht. De leeggelopen-laagbenadering levert hiervoor de in fig. 2.8b, c en d weergegeven resultaten. De analyse komt volkomen overeen met die in par. 2.4.2, met één uitzondering. Omdat in dit voorbeeld de doopstoffengradiënt zich tot voorbij de uitputtingslaag tot in de neutrale gebieden uitstrekt, treedt ook in de neutrale gebieden een zeker spanningsverschil op, dat terug te voeren is tot delen van de potentiaalberg. Het deel van de contactpotentiaal, dat over de uitputtingslaag staat, hangt zodoende af van de voorspanning. Maar zelfs het feit dat de potentiaalberg zich tot in de neutrale gebieden uitstrekt, brengt geen verandering in de globale neutraliteit van de ruimteladingen daar, aangezien de netto-ruimteladingsconcentratie verwaarloosbaar klein is ten opzichte van de ladingsdichtheid van zowel de beweeglijke ladingdragers als die van de onbeweeglijke doopstofionen. Hoewel de wet van Gauss een zekere ruimtelading voorschrijft voor deze gebieden, die we eigenlijk *quasineutraal* zouden moeten noemen, is deze kwantitatief gezien verwaarloosbaar, vergeleken met de andere componenten. Maken we de concentratiegradiënt van de doopstoffen voldoende steil, dan zal de uitputtingslaag zich tot in de uniform gedoopte gebieden uitstrekken; hetzelfde resultaat doet zich voor bij een hoge potentiaalberg als gevolg van een grotere tegenvoorspanning.

3. DE GELIJKSTROOMEIGENSCHAPPEN VAN JUNCTIEDIODES

3.1. DE GEÏDEALISEERDE JUNCTIEDIODE

In dit hoofdstuk zetten we onze analyse van de junctiediode voort met een beschouwing van het gedrag van gaten en elektronen in de neutrale gebieden van de diode. We beginnen hierbij met het onderzoek van de stationaire of gelijkstroomomstandigheden, dat wil zeggen de situatie dat de verdelingen van de ladingdragers niet veranderen in de tijd. Stromen ten gevolge van veranderingen in de ladingverdeling binnen de ruimteladingslaag of veranderende dragersverdelingen in de neutrale gebieden blijven bij onze analyse dus buiten beschouwing. De stroomcomponenten, die veroorzaakt worden door veranderingen in de dragers- en ladingsverdelingen, worden in hoofdstuk 5 behandeld.

Onze analyse is gebaseerd op het in par. 2.1 ingevoerde eenvoudige eendimensionale model, dat gekenmerkt wordt door een abrupte junctie tussen homogene p- en n-gebieden. We nemen aan dat de op de diode aangelegde spanning volledig als hoogteverandering van de potentiaalberg binnen de ruimteladingslaag tot uitdrukking komt. We gebruiken dit model niet zozeer omdat het een bijzonder getrouwe weergave van echte diodes zou leveren, maar omdat het juist door zijn eenvoud de essentiële aspecten van de junctiewerking goed naar voren doet komen. Zoals elk model van een fysisch apparaat is ook het onderhavige diodemodel, dat we het *ideale diodemodel* of de *ideale diode* zullen noemen, een bewust compromis tussen de nauwkeurigheid en de gemakkelijke hanteerbaarheid van de voorstelling.

3.2. LADINGSVERDELING EN STROOMDOORGANG IN DE IDEALE DIODE

Als op de eenvoudige diode van fig. 2.4 een voorspanning wordt aangelegd, verandert de hoogte van de potentiaalberg bij de junctie en treedt er een stroom op. Ten gevolge van de enorme asymmetrie in de concentraties van de gaten en elektronen aan weerszijden van de junctie, is de stroom bij verlaging van de potentiaalberg ($U > 0$) veel sterker dan die bij verhoging ($U < 0$). We zullen om te beginnen een kwalitatief beeld schetsen van de gevolgen van een voorspanning die de potentiaalberg verlaagt.

Een vermindering van de potentiaalberg resulteert in een stroom van gaten uit het p-naar het n-gebied, en van elektronen in de tegengestelde richting. Beide verschijnselen worden *minderheidsinjectie* (injectie van minderheidsdragers) genoemd omdat de gaten en de elektronen, die de junctie oversteken, de concentraties van de *minderheids*-dragers in de gebieden waar ze naar toe gaan verhogen. Als gevolg van de gestegen minderheidsconcentratie aan de beide grenzen van de ruimteladingslaag stromen in het n-gebied en in het p-gebied minderheidsdragers van de junctie af, dieper het betreffende gebied in. Het betreft

hier diffusiestromen, in het eerste geval van gaten, in het tweede geval van elektronen. De geïnjecteerde minderheidsconcentraties en de resulterende minderheidsstromen nemen op grotere afstand van het ruimteladingsgebied af, doordat de overmaat minderheidsdragers door recombinatie met meerderheidsdragers wordt geëlimineerd. Dit leidt ertoe dat op enige afstand van de grenzen van de ruimteladingslaag de minderheidsconcentraties weer tot hun thermische evenwichtswaarden zijn teruggelopen.

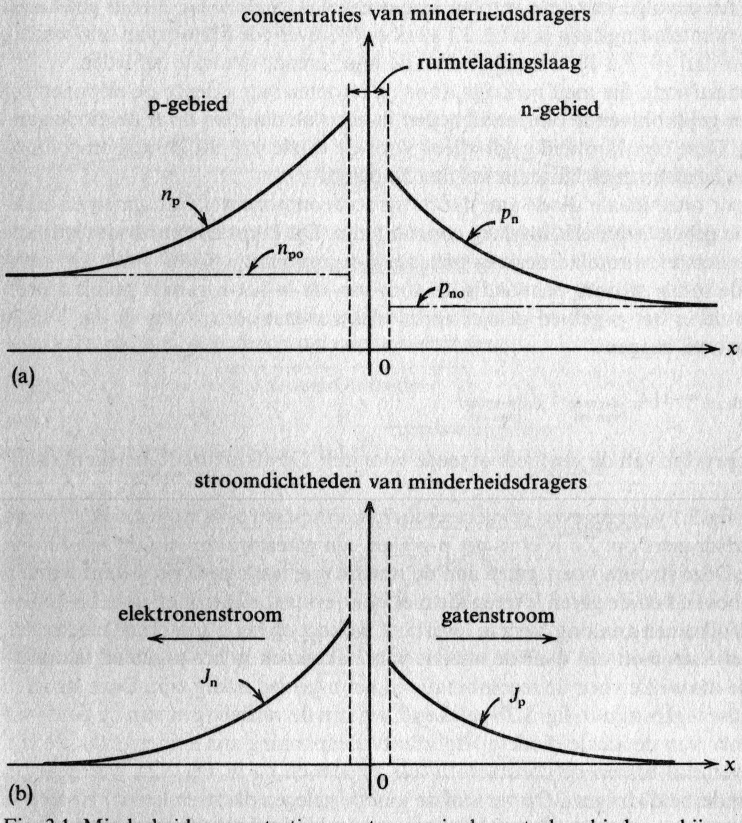


Fig. 3.1. Minderheidsconcentraties en -stromen in de neutrale gebieden nabij een pn-junctie in het geval van doorlaatvoorspanning: a. minderheidsconcentraties; b. elektrische stroomdichtheden van de minderheidsstromen.

In fig. 3.1 is het algemene verloop van de concentraties en de ermee gepaard gaande stromen van de minderheidsdragers weergegeven. Hierbij zijn we weer uitgegaan van de (in fig. 2.1 gedefinieerde) voorstellingswijze, waarbij is gesteld dat een positieve stroom bestaat uit de doorgang van positieve ladingdragers van links naar rechts. Verder zijn in deze figuur elektrische stroomdichtheden weergegeven, en geen deeltjesfluxen. We moeten er echter wel aan denken dat de elektrische stroom, die door elektronen wordt meegevoerd, tegengesteld is aan de deeltjesflux, omdat elektronen immers een negatieve lading hebben. Dit houdt in dat de elektronenflux in de x-richting in het p-gebied negatief is, aangezien de elektronen zich hier van de junctie af bewegen, terwijl toch de elektrische-stroomdichtheid in de x-richting ten gevolge van deze verplaatsing positief is, zoals in fig. 3.1b is getekend. De dikte van de ruimteladingslaag is in fig. 3.1 sterk overdreven: de dikte ervan is in werkelijkheid niet meer dan 10^{-2} à 10^{-3} maal die van de injecterende neutrale gebieden.

De totale diodestroom, die men verkrijgt door de stromen van gaten en elektronen op te tellen, is onder gelijkblijvende omstandigheden in elk vlak dat men door de diode aanbrengt constant. Deze constantheid geldt alleen voor de totale stroom, de stroomcomponenten van gaten en elektronen variëren wel met de plaats.

We nemen voor onze ideale diode aan dat de stroomcomponenten van gaten en elektronen binnen de gehele ruimteladingslaag constant zijn. Dit komt erop neer dat we aannemen dat er binnen de ruimteladingslaag geen netto-recombinatie plaats vindt. Op basis hiervan wordt de totale stroom eenvoudig de som van de in het n-gebied geïnjecteerde gatenstroom en de in het p-gebied geïnjecteerde elektronenstroom, zoals in fig. 3.2a is weergegeven. Dat wil zeggen:

$$I = A(J_p + J_n)_{\text{in de rll}} = A\left(J_p \Big|_{\substack{\text{n-grens}\\ \text{van rll}}} + J_n \Big|_{\substack{\text{p-grens}\\ \text{van rll}}}\right) \tag{3.1}$$

waarin A het oppervlak van de junctiedoorsnede voorstelt. De afkorting rll betekent ruimteladingslaag.

Behalve de in fig. 3.1 weergegeven geïnjecteerde minderheidsstroom treden ook stromen van meerderheidsdragers op. Zo is er in het p-gebied een gatenstroom van de aansluiting naar de junctie. Deze stroom voert gaten aan de junctie toe, waar ze in de n-kant worden geïnjecteerd en bovendien de gaten leveren die met de overmaat elektronen in het p-gebied recombineren. Volkomen analoog hieraan levert het contact op het n-materiaal elektronen die naar de junctie stromen om daar de injectie van elektronen in het p-gebied te onderhouden, alsmede die welke voor de recombinatie in het n-gebied nodig zijn. Deze stromen van meerderheidsdragers zijn in fig. 3.2b getekend, waarin de verdelingen van de gaten- en elektronenstromen van de ideale diode bij doorlaatvoorspanning zijn samengevat. Ze zijn eenvoudig het verschil tussen de constante *totale stroom* en de in fig. 3.2a weergegeven stromen van minderheidsdragers. Op ver van de junctie gelegen plaatsen komt vrijwel alle stroom voor rekening van de meerderheidsdragers, zodat bij de aansluiting op het p-gebied bijna alle stroom door gaten wordt vervoerd, en bij die op het n-gebied door elektronen. Hoewel de stroom bij doorlaatvoorspanning dus overal van het p- naar het n-gebied is

gericht, is de verplaatsing van gaten en elektronen zodanig dat ze van de contacten naar elkaar, naar de junctie toe vloeien, waar ze recombineren.

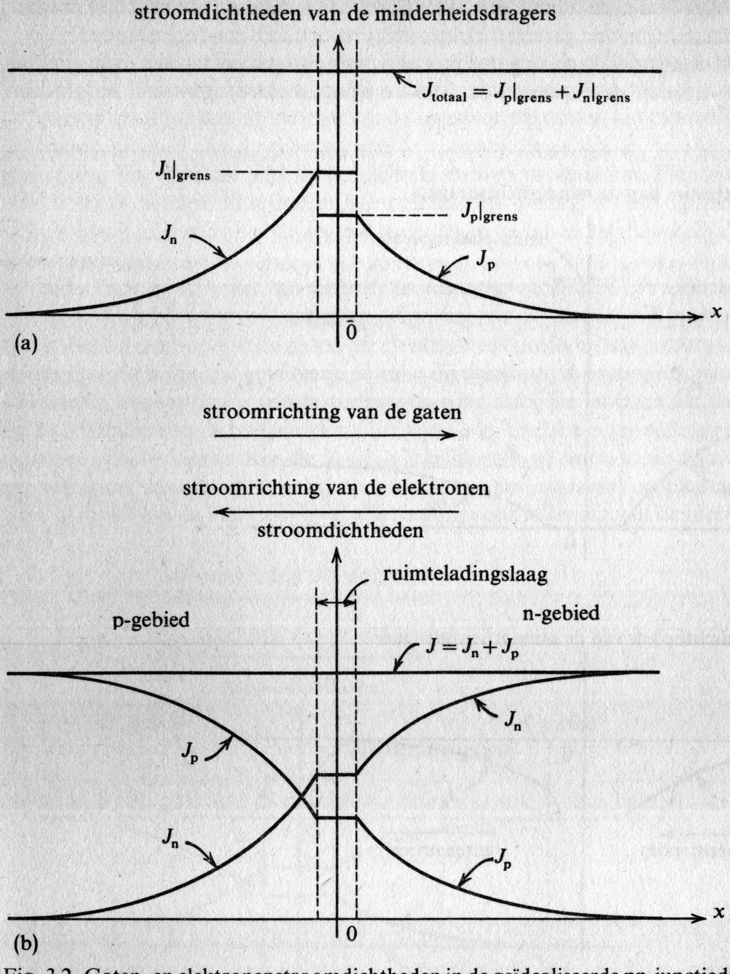


Fig. 3.2. Gaten- en elektronenstroomdichtheden in de geïdealiseerde pn-junctiediode met doorlaatvoorspanning: a. stroomdichtheden van de minderheidsdragers; b. gaten- en elektronenstroomdichtheden.

Als de aangelegde spanning U negatief is in plaats van positief, neemt de hoogte van de potentiaalberg bij de junctie toe, waardoor de gatenstroom naar het n-gebied en de elektronenstroom naar het p-gebied beide afnemen. De minderheidsdragers (gaten) in het n-gebied bij de junctie kunnen echter gemakkelijk van de potentiaalberg 'afrollen' naar de p-kant, zoals ook elektronen de junctie gemakkelijk van de p- naar de n-kant kunnen oversteken. Deze verplaatsingen van gaten en elektronen veroorzaken een tegenstroom.

Ten gevolge van de onttrekking van gaten en elektronen aan gebieden waar ze de minderheidsdragers zijn, worden de concentraties van de minderheidsdragers aan de grenzen

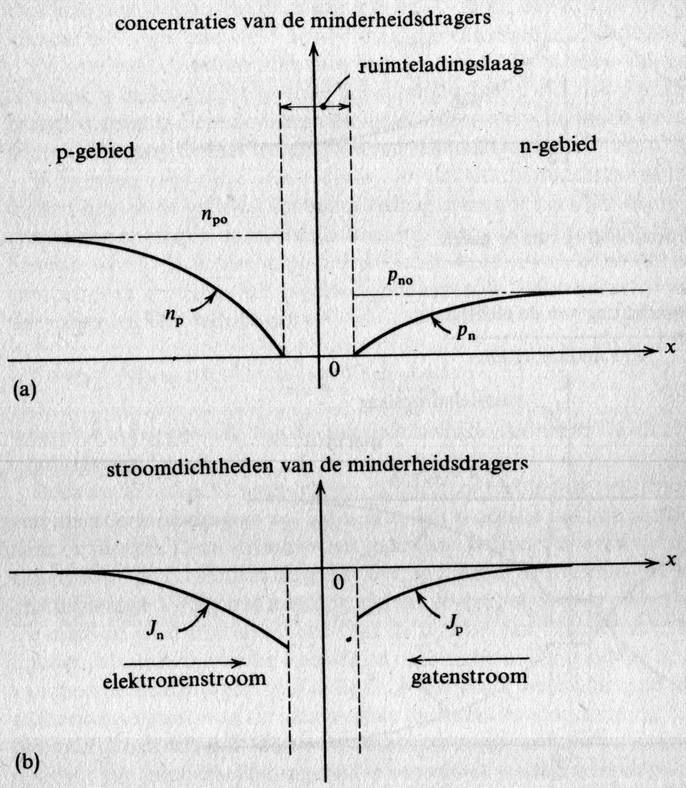


Fig. 3.3. Minderheidsconcentraties en -stromen in de neutrale gebieden bij een pn-junctie met tegenvoorspanning: a. minderheidsconcentraties; b. elektrische stroomdichtheden van de minderheidsdragers.

van de ruimteladingslaag tot beneden hun evenwichtswaarden verlaagd. Er treden daarom twee stromen van minderheidsdragers vanuit de neutrale gebieden naar de junctie op, die proberen het tekort aan dragers aan de grenzen van de ruimteladingslaag weer op te vullen. De minderheidsdragers waaruit deze stromen bestaan, zijn thermisch vrijgemaakt in de gebieden bij de junctie, waar de concentraties worden verlaagd (aangezien de overmaat concentraties in deze gebieden negatief zijn, doet zich een netto-paarvorming voor). Fig. 3.3 geeft een beeld van het algemene verloop van de minderheidsconcentratie en de stroom in de omgeving van de junctie waarop een tegenvoorspanning is aangelegd.

Zoals nog zal blijken, is een zeer kleine tegenvoorspanning al voldoende om de minderheidsconcentraties aan de grenzen van de ruimteladingslaag tot waarden te verlagen die gering zijn ten opzichte van de betreffende evenwichtswaarden. Elke verdere vergroting van de tegenvoorspanning is dan van betrekkelijk weinig invloed op het verloop van de dragerconcentraties, zodat de tegenstroom in grote lijnen onafhankelijk is van de tegenvoorspanning.

Verder moeten stromen van meerderheidsdragers vloeien om de meerderheidsdragers af te voeren die bij de paarvorming in de omgeving van de junctie vrijkomen. Fig. 3.4 geeft een beeld van het verloop van de gaten- en elektronenstromen bij tegenvoorspanning. In tegenstelling tot de in fig. 3.2 getekende situatie bij doorlaatvoorspanning, vloeien de gaten en elektronen nu *weg uit* de paarvormingsgebieden nabij de junctie *naar* de contactvlakken op de uiteinden van de halfgeleider. Ook zijn de in fig. 3.4 aangegeven tegenstromen enkele machten van 10 kleiner dan de in fig. 3.2 getekende stromen in de doorlaatrichting. Een overeenkomst met de situatie bij doorlaatvoorspanning is dat op plaatsen op voldoende grote afstand van de junctie vrijwel alle stroom voor rekening van de meerderheidsdragers komt.

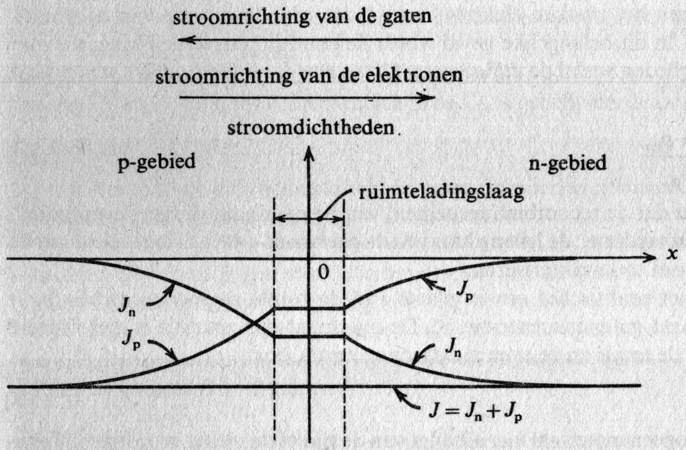


Fig. 3.4. Gaten- en elektronenstromen in de geïdealiseerde junctiediode met tegenvoorspanning.

3.3.1. *Inleiding*

Voor onze ideale junctiediode is de totale stroom eenvoudig de som van de minderheidsstromen ten gevolge van de injectie aan de grenzen van de ruimteladingslaag, zoals die door (3.1) wordt gegeven. We zullen nu de factoren bezien welke het gedrag van de minderheidsdragers aan weerskanten van de junctie bepalen, hetgeen ons een kwantitatieve basis zal leveren voor de behandeling van de UI-karakteristiek van de diode (onder stationaire omstandigheden). We gaan hierbij vooral uit van de minderheidsdragers in het n-gebied van de diode; voor de elektronen in het p-gebied gelden volkomen analoge overwegingen.

3.3.2. *De diffusievergelijking voor de minderheidsdragers*

De verdeling (dat wil zeggen het verloop in de x-richting) en het transport van de gaten in het neutrale n-gebied wordt bepaald door een continuïteitsvergelijking die zegt dat de netto-toestroomsnelheid van de gaten in een willekeurig klein te nemen halfgeleiderblokje gelijk moet zijn aan de som van de recombinatiesnelheid en de toeneming van de gatenopslag in dit volume. Het gaat ons hier om de stroom van minderheidsdragers in homogeen materiaal met een redelijke geleidbaarheid en zonder 'ingebouwd' elektrisch veld. Als we nu uitgaan van de situatie bij beperkte injectie (waarvoor de concentratie van de overmaat-dragers klein is vergeleken met de evenwichtsconcentratie van de meerderheidsdragers) en ons richten op de omstandigheden waarbij de minderheidsstroom een niet onaanzienlijk aandeel van de totale stroom uitmaakt, blijkt dat deze minderheidsstroom bijna uitsluitend door diffusie wordt veroorzaakt. De overheersing van het diffusie-effect is een gevolg van het feit dat de meerderheidsdragers, die veel talrijker zijn dan de minderheidsdragers, deze laatste 'afschermen' van het zwakke elektrische veld dat met de injectie van overmaat-dragers gepaard gaat. In dit belangrijke geval wordt de continuïteitsvergelijking, die men onder deze omstandigheden veelal de *diffusievergelijking van de minderheidsdragers* noemt, gegeven door:

$$D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} = \frac{\partial p_n}{\partial t} + \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} \qquad (3.2)$$

waarin is aangenomen dat de recombinatiesnelheid van de overmaat-dragers evenredig is met de concentratie, en verder τ_p, de levensduur van de overmaat-gaten, is ingevoerd om dit recombinatieverschijnsel te karakteriseren.

Voor ons doel is het praktischer om in plaats van de totale gatenconcentratie p_n te werken met de overmaat-gatenconcentratie, p'_n. De overmaat-concentratie is gedefinieerd als het verschil tussen de totale en de evenwichtsconcentratie, dus:

$$p'_n = p_n - p_{no} \qquad (3.3)$$

Aangezien p_{no} in homogeen materiaal *niet* afhangt van de tijd of de plaats, wordt de diffusievergelijking voor gaten:

$$D_p \frac{\partial^2 p'_n}{\partial x^2} = \frac{\partial p'_n}{\partial t} + \frac{p'_n}{\tau_p} \tag{3.4}$$

De overeenkomstige vergelijking voor de diffusie van de minderheidsdragers (elektronen) in het p-gebied is:

$$D_n \frac{\partial^2 n'_p}{\partial x^2} = \frac{\partial n'_p}{\partial t} + \frac{n'_p}{\tau_n} \tag{3.5}$$

waarin de overmaat-elektronenconcentratie n'_p is:

$$n'_p = n_p - n_{po} \tag{3.6}$$

3.3.3. *De oplossing van de diffusievergelijking*

Bij het oplossen van (3.4) om de gatenverdeling te vinden, zullen we als *nulpunt van de x-as de n-rand van de ruimteladingslaag* nemen. Het nulpunt, dat we gebruiken bij de beschrijving van het minderheidstransport in de neutrale gebieden, verschilt dus van dat bij de beschrijving van het elektrische gedrag in de ruimteladingslaag. Dit is echter alleen een kwestie van een zo eenvoudig mogelijke notatie. Bij onze behandeling van het neutrale p-gebied meten we nu vanaf de grens van de ruimteladingslaag aan de p-kant. Onder stationaire of gelijkstroomomstandigheden moet de verdeling van de overmaat-gaten voldoen aan (3.4) met $\partial p'_n/\partial t = 0$:

$$D_p \frac{\partial^2 P'_n}{\partial x^2} = \frac{p'_n}{\tau_p} \tag{3.7}$$

De algemene oplossing van deze lineaire differentiaalvergelijking is:

$$p'_n(x) = C_1 e^{-x/L_p} + C_2 e^{+x/L_p} \tag{3.8}$$

waarin C_1 en C_2 integratieconstanten zijn en L_p, is gedefinieerd door:

$$L_p = (D_p \tau_p)^{\frac{1}{2}} \tag{3.9}$$

L_p is bekend als de *diffusielengte* van de gaten (minderheidsdragers); de waarde ervan ligt doorgaans in het gebied tussen 10^{-3} en 10^{-1} cm.

Eén randvoorwaarde, waar deze oplossing aan moet voldoen, wordt gegeven door de concentratieverhoudingen van de ladingdragers aan de grenzen van de ruimteladingslaag. Deze verhoudingen, die het gevolg zijn van het quasi-evenwicht dat in de ruimtelading zelfs bij voorspanning bestaat, worden voor beperkte injectie gegeven door (2.19). Stellen we de gatenconcentratie aan de grens van de ruimteladingslaag ($x = 0$) voor door $p_n(0)$, dan moet volgens (2.19a) gelden:

$$p_n(0) = p_{no} e^{eU/kT} \tag{3.10}$$

hetgeen in de overmaat-concentratie kan worden uitgedrukt:

$$p'_n(0) = p_n(0) - p_{no} = p_{no}(e^{eU/kT} - 1) \tag{3.11}$$

De tweede randvoorwaarde is dat de overmaat-gatenconcentratie op grotere afstand van de junctie ('grotere afstand' betekent hier verscheidene diffusielengten) in het n-gebied tot nul moet naderen als gevolg van de recombinatie, die immers het evenwicht herstelt:

$$\lim_{x \to \infty} p'_n(x) = 0 \tag{3.12}$$

Deze randvoorwaarde voor grote x houdt in dat $C_2 = 0$, terwijl de randvoorwaarde voor de grens van de ruimteladingslaag voorschrijft dat:

$$C_1 = p_{no}(e^{eU/kT} - 1) \tag{3.13}$$

Invulling hiervan levert een exponentiële afneming van de overmaat-gatenconcentratie in het n-gebied met toenemende afstand van de junctie:

$$p'_n(x) = p_{no}(e^{eU/kT} - 1)e^{-x/L_p} \tag{3.14}$$

Op de afstand L_p tot de grens van het neutrale gebied is de geïnjecteerde concentratie teruggelopen tot $1/e$ maal de waarde ter hoogte van de grens. De in de fig. 3.1a en 3.3a getekende verlopen hebben dus een exponentieel karakter, waaruit volgt dat de gemiddelde afstand die een gat aflegt voordat recombinatie optreedt, één diffusielengte is.

Aangezien de gatenstroom in het n-gebied vrijwel geheel aan diffusie is toe te schrijven en de driftcomponent verwaarloosbaar klein is, wordt de gatenstroom:

$$J_p(x) = -eD_p \frac{\partial p'_n}{\partial x} = e\frac{D_p p_{no}}{L_p}(e^{eU/kT} - 1)e^{-x/L_p} \tag{3.15}$$

hetgeen eveneens een exponentieel afnemend verloop met de afstand levert. Aan de grens van de ruimteladingslaag is de geïnjecteerde gatenstroom:

$$J_p(0) = e\frac{D_p p_{no}}{L_p}(e^{uU/kT} - 1) = e\frac{D_p}{L_p}p'_n(0) \tag{3.16}$$

De tweede vorm van de vergelijking benadrukt het feit dat de geïnjecteerde stroom lineair afhangt van de overmaat-concentratie, hetgeen een gevolg is van het lineaire karakter van de diffusievergelijking. De exponentiële niet-lineariteit wordt veroorzaakt door het verband tussen de overmaat-concentratie en de junctiespanning, dat door de ruimtelaag wordt bepaald.

Een overeenkomstige analyse van het gedrag van overmaat-elektronen in de p-kant levert een verdeling die eveneens exponentieel afneemt met de afstand tot de ruimteladingslaag. De diffusielengte van minderheidsdragers (elektronen) in het p-gebied, L_n, wordt gegeven door:

$$L_n = (D_n \tau_n)^{\frac{1}{2}} \tag{3.17}$$

Ook de geïnjecteerde elektronenstroom neemt exponentieel met de afstand af; de waarde

aan de grens van het neutrale p-gebied is:

$$J_n(0) = e\,\frac{D_n n_{po}}{L_n}\,(e^{eU/kT} - 1) \qquad (3.18)$$

3.4. DE *UI*-VERGELIJKING VAN DE IDEALE DIODE

3.4.1. *De totale diodestroom*

De totale stroom I van de ideale junctiediode is de som van de geïnjecteerde gatenstroom aan de n-grens van de ruimteladingslaag en de geïnjecteerde elektronenstroom aan de p-grens, zoals reeds in (3.1) is aangegeven:

$$I = A[J_n(0) + J_p(0)] = Ae\left(\frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n}\right)(e^{eU/kT} - 1) \qquad (3.19)$$

Bij de doorlaatvoorspanning ($U > 0$) hangt de diodestroom sterk van de spanning af, doordat de concentraties van de geïnjecteerde ladingdragers bij stijgende spanning aanzienlijk toenemen. Bij tegenvoorspanning daarentegen ($U < 0$) nemen de minderheidsconcentraties aan de grenzen van de ruimtelading bij stijgende spanning juist af. Een tegenvoorspanning ter grootte van enkele malen kT/e (bij kamertemperatuur is $kT/e = 25$ mV) maakt de minderheidsconcentraties aan de grenzen al verwaarloosbaar klein ten opzichte van de betreffende evenwichtsconcentraties, waardoor de gradiënten tot bepaalde vaste limietwaarden naderen die *onafhankelijk* zijn van de tegenvoorspanning, zoals in fig. 3.5 is getekend. Bij tegenvoorspanningen groter dan enkele kT/e is de tegenstroom zodoende onafhankelijk van de spanningswaarde.

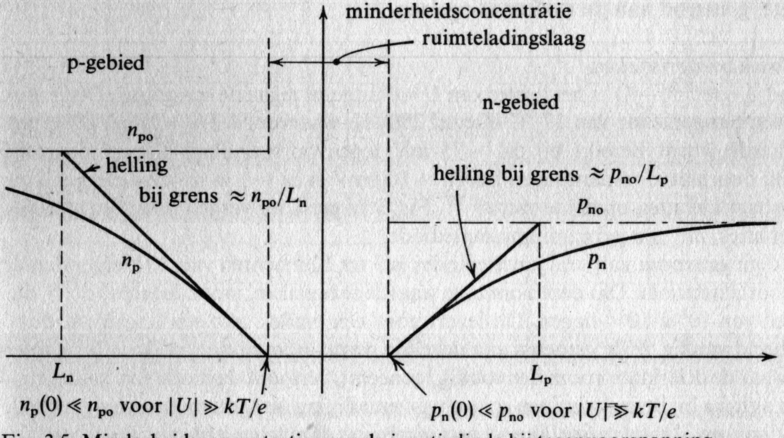


Fig. 3.5. Minderheidsconcentraties van de junctiediode bij tegenvoorspanning.

3.4.2. *De verzadigingsstroom*

De UI-betrekking voor de ideale diode volgens (3.19) kunnen we schrijven als

$$I = I_s(e^{eU/kT} - 1) \tag{3.20}$$

waarin

$$I_s = Ae\left(\frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n}\right) \tag{3.21}$$

Wordt de spanning groot en negatief gemaakt, dan nadert de stroom tot de waarde $-I_s$, meestal aangeduid als de *verzadigingsstroom* van de diode. De term 'verzadiging' geeft aan dat I tot een asymptoot nadert en onafhankelijk wordt van de spanning U.

De door (3.21) gegeven verzadigingsstroom is in een andere vorm te schrijven die een eenvoudige fysische interpretatie mogelijk maakt. Hiertoe gebruiken we (3.9) en (3.17) om de diffusiestroomcoëfficiënten uit te drukken in de diffusielengten en de levensduren:

$$I_s = Ae\left(\frac{p_{no} L_p}{\tau_p} + \frac{n_{po} L_n}{\tau_n}\right) \tag{3.22}$$

De snelheid van de thermische paarvorming binnen een n-gebied waarin de gatenconcentratie aanzienlijk onder de betreffende evenwichtsconcentratie ligt, is eenvoudig p_{no}/τ_p, aangezien we aannemen dat de netto-recombinatiesnelheid van de overmaat-dragers $(p_n - p_{no})/\tau_p$ bedraagt [zie (3.2)]. De eerste term in (3.22) is dus de stroom die thermisch opgewekt wordt in een gebied met oppervlak A en dikte L_p dat grenst aan de ruimteladingslaag. Voor de tweede term geldt een volkomen analoge interpretatie. Met andere woorden, we mogen de verzadigingsstroom van de ideale junctiediode opvatten als een gevolg van de thermische vrijmaking van minderheidsdragers in de neutrale gebieden ter dikte van één diffusielengte, grenzend aan de ruimteladingslaag.

3.4.3. *De diodekarakteristieken*

In fig. 3.6 is $I/I_s = (e^{eU/kT} - 1)$ in het gebied om $U = 0$ uitgezet tegen de spanning. (De grafiek geldt voor een temperatuur van 17 °C oftewel 290 °K, waarvoor $kT/e = 25$ mV). De verzadigingswaarde wordt bereikt bij ca. -75 mV tegenvoorspanning, oftewel ongeveer $-3\ kT/e$. Bij doorlaatvoorspanningen boven $+100$ mV is de -1 in de diodevergelijking verwaarloosbaar klein ten opzichte van $e^{eU/kT}$. Fig. 3.7a geeft, ter vergelijking, een gemeten UI-karakteristiek van een germaniumjunctiediode.

De verzadigingsstroom van veel junctiediodes is 3 tot 12 machten van 10 kleiner dan de nominale doorlaatstroom. Om deze nominale waarde te bereiken, moet de factor $e^{eU/kT}$ dus in het gebied van 10^3 à 10^{12} liggen. Dit levert voor een grafiek met een lineaire stroomschaal het beeld van fig. 3.7b, gemeten aan dezelfde germaniumdiode van fig. 3.7a. Binnen het gebied waar de doorlaatstroom tienvoudig toeneemt, vertoont de diode een 'spanningsdrempel' en althans bij benadering een spanningsverzadiging, aangezien hier immers kleine spanningsstijgingen al tot aanzienlijke toenemingen van de stroom leiden.

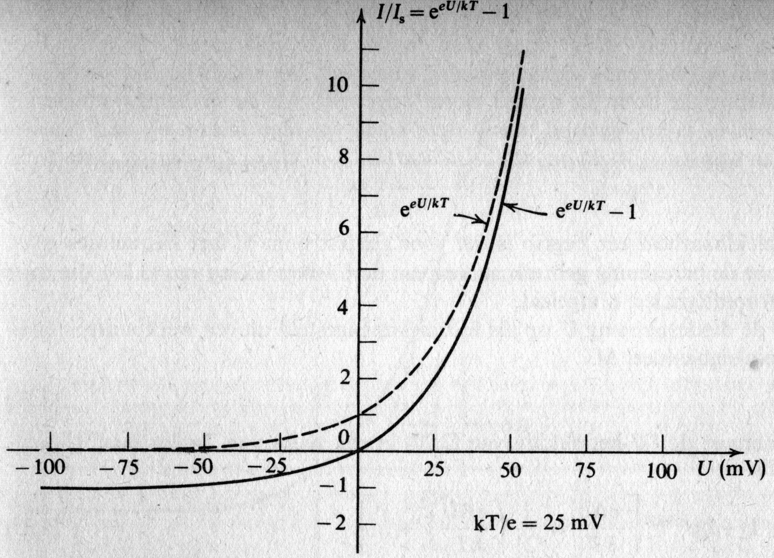


Fig. 3.6. Diodekarakteristieken bij lage spanningen.

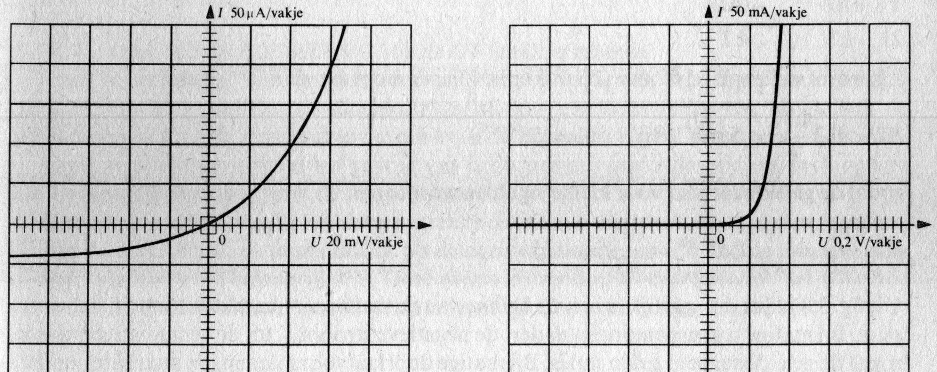


Fig. 3.7. Gemeten diodekarakteristieken van een germaniumjunctiediode: a. gedrag nabij $u=0$; b. karakteristiek waaruit de nominale doorlaatstroom van de diode af te lezen is.

3.4.4. *Geleidbaarheid van de diode bij doorlaatvoorspanning voor kleine signalen*

Voor sommige doeleinden wordt op de diode naast de doorlaatvoorspanning ook een kleine, langzaam veranderende signaalspanning aangelegd. We vragen nu naar de (kleine) stroomverandering die door dit signaal wordt opgewekt. Als de spanningsverandering voldoende klein is, is het verband tussen deze beide waarden lineair, en deze lineaire betrekking kan worden gebruikt om een *geleidbaarheid voor kleine signalen* g te definiëren:

$$\Delta I = g\,\Delta U \tag{3.23}$$

Aangezien geleidbaarheid een begrip is dat voor gelijkstroom of lage frequenties geldt, mogen we voor de berekening gebruik maken van de UI-betrekking van (3.20), die voor grote gelijkstroomsignalen is afgeleid.

We vatten de diodespanning U op als te zijn samengesteld uit een werkpuntspanning U_0 en een klein-signaaldeel ΔU:

$$U = U_0 + \Delta U \tag{3.24}$$

en kunnen hiermee de UI-betrekking van (3.20) in een reeks van Taylor naar U_0 ontwikkelen:

$$I = I_s(e^{eU/kT} - 1) + I_s e^{eU/kT}\left[\frac{e\Delta U}{kT} + \frac{1}{2!}\left(\frac{e\Delta U}{kT}\right)^2 + \ldots\right] \tag{3.25}$$

De eerste term in het rechterlid van de vergelijking is de werkpuntstroom I_0. De tweede term is ΔI, het klein-signaaldeel van de stroom, dat bij benadering lineair afhangt van ΔU als:

$$\frac{1}{2!}\,\frac{e\Delta U}{kT}^{2} \ll \frac{e\Delta U}{kT}$$

Als we nu stellen dat de fout in de uitkomst kleiner moet zijn dan 10%, geldt:

$$\Delta U < 0{,}2\,\frac{kT}{e} = 5\ \text{mV} \quad \text{bij} \qquad T = 17\,^\circ\text{C} \tag{3.26}$$

zodat de geleidbaarheid voor kleine signalen wordt:

$$g = \frac{\Delta I}{\Delta U} = \frac{e}{kT} I_s e^{eU/kT} = \frac{e}{kT}(I_0 + I_s) \tag{3.27}$$

Uit fig. 3.8 blijkt dat g gelijk is aan de *helling* van de stationaire karakteristiek bij het werkpunt. Bij matige tegenspanningen nadert de negatieve stroom I_0 tot de verzadigingswaarde, zodat de geleidbaarheid g dan nul is. Bij matige doorlaatvoorspanningen daarentegen is de stroom veel groter dan de verzadigingsstroom, en de geleidbaarheid bij benadering evenredig met I_0. Dit betekent dat junctiediodes bij lage frequenties en kleine signalen als variabele weerstanden kunnen worden gebruikt. Diodes voor dit doel zijn veelal bekend als *varistors*, ze worden dikwijls in regelbare verzwakkers toegepast.

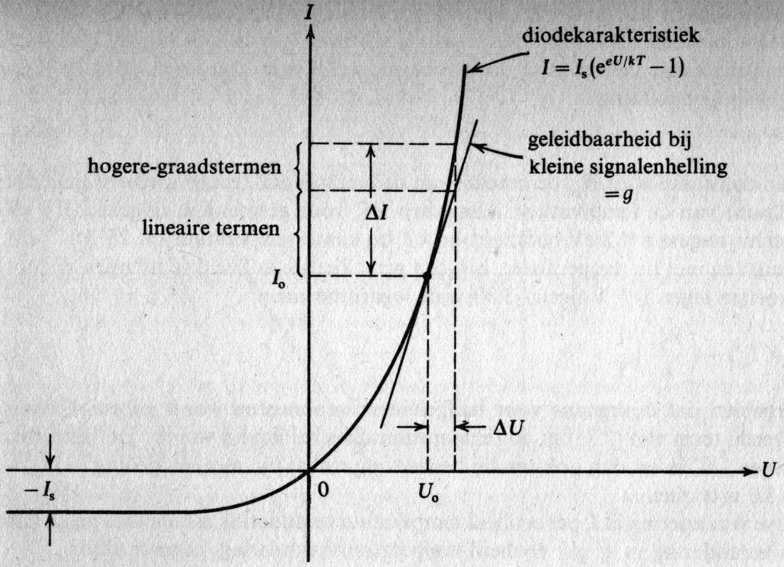


Fig. 3.8. Betrekking tussen de (stationaire) diodekarakteristieken en de geleidbaarheden voor kleine signalen.

3.4.5. *De temperatuurafhankelijkheid van de UI-karakteristieken*

Bij veel toepassingen van junctiediodes (en -transistors) speelt de temperatuurafhankelijkheid van de geïdealiseerde-diodekarakteristieken een belangrijke rol. Hoewel in de stroomvergelijking de temperatuur expliciet in de exponent eU/kT voorkomt, is de voornaamste temperatuurinvloed het gevolg van het bijzonder sterke (impliciete) verloop van de verzadigingsstroom I_s met de temperatuur.

De verzadigingsstroom bevat zes parameters die van de temperatuur afhangen, waarvan echter de invloed van de temperatuur op de evenwichtsconcentratie van de minderheidsdragers verreweg het belangrijkst is. Deze evenwichtsconcentraties vertonen het volgende (hier niet afgeleide) verband met de intrinsieke dragerconcentraties en de doping:

$$p_{no} \approx n_i^2/N_{Dn}$$
$$n_{po} \approx n_i^2/N_{Ap} \qquad (3.28a,b)$$

De verzadigingsstroom is zodoende bij benadering:

$$I_s = Aen_i^2\left(\frac{D_p}{N_{Dn}L_p} + \frac{D_n}{N_{Ap}L_n}\right) \qquad (3.29)$$

De factor tussen haken vertoont geen belangrijke temperatuurafhankelijkheid, zodat de voornaamste temperatuurinvloed op de verzadigingsstroom van de kant van het kwadraat van de intrinsieke dragerconcentratie moet komen, welke wordt gegeven door de (hier evenmin afgeleide) betrekking:

$$n_i^2 = KT^3 e^{-W_{ge}/kT} \tag{3.30}$$

waarin K een constante is en W_{ge} de breedte van de bandafstand, geëxtrapoleerd naar het absolute nulpunt van de temperatuur. Aangezien W_{ge} voor germanium ongeveer 0,8 eV en voor silicium ongeveer 1,2 eV bedraagt, en kT bij kamertemperatuur ca. $25 \cdot 10^{-3}$ eV, neemt n_i^2 sterk toe met de temperatuur, hetgeen gemakkelijk in beeld te brengen is door $\ln(n_i^2)$ uit te zetten tegen $1/T$. Volgens (3.30) is de logaritme van n_i^2:

$$\ln(n_i^2) = \ln(KT^3) - \left(\frac{W_{ge}}{k}\right)\frac{1}{T} \tag{3.31}$$

In het werkgebied dat doorgaans voor halfgeleidercomponenten wordt gebruikt, overheerst de tweede term van (3.31) in de temperatuurafhankelijkheid van n_i^2. Het uitzetten van $\ln(n_i^2)$ tegen $1/T$ levert dan ook een bij benadering rechte lijn met een helling $-W_{ge}/k$, zoals in fig. 3.9 is te zien.

De relatieve verandering in I_s per eenheid temperatuurverandering is ongeveer gelijk aan de relatieve verandering in n_i^2 per eenheid temperatuurverandering, gegeven door

$$\frac{1}{n_i^2}\frac{d}{dT}(n_i^2) = \frac{3}{T} + \frac{W_{ge}}{kT^2} \tag{3.32}$$

In de omgeving van kamertemperatuur is de eerste term ongeveer 1 % per °K, en de tweede voor germanium ca. 10 % en voor silicium ca. 16 % per °K. Met andere woorden, I_s wordt tweemaal zo groot voor elke 10 °C temperatuurstijging in germanium, en voor elke 6 °C temperatuurstijging in silicium. Deze zeer grote temperatuurcoëfficiënten leiden al bij matige temperatuurschommelingen tot enorme veranderingen in de diodekarakteristieken. Wordt de werktemperatuur van een germaniumdiode bijvoorbeeld van 25 °C tot 75 °C opgevoerd, dan neemt daardoor de verzadigingsstroom en zodoende bij benadering ook de diodestroom bij gelijkblijvende spanning met een factor van ca. 30 toe. De temperatuurcoëfficiënt van de diodestroom bij vaste doorlaatvoorspanning kan gevonden worden door $(\partial I/\partial T)_U$ uit (3.20) te bepalen. Als $e^{eU/kT} \gg 1$ geldt

$$\left.\frac{\partial I}{\partial T}\right|_U = \frac{\partial}{\partial T}(I_s e^{eU/kT}) = I\left(\frac{1}{I_s}\frac{dI_s}{dT} - \frac{eU}{kT^2}\right) \tag{3.33}$$

De relatieve stroomverandering per eenheid temperatuurverandering wordt bij een vaste voorspanning dus:

$$\frac{1}{I}\left.\frac{\partial I}{\partial T}\right|_U \approx \frac{W_{ge} - eU}{kT^2} \tag{3.34}$$

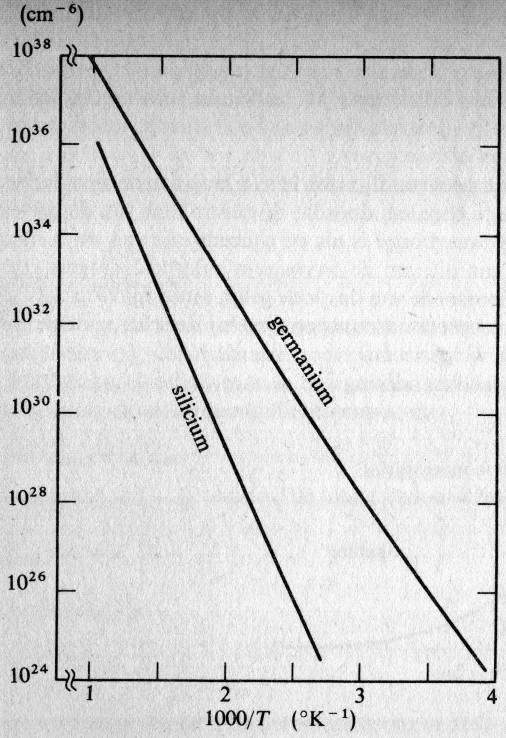


Fig. 3.9. De intrinsieke dragersconcentratie als functie van de reciproke temperatuur.

Deze temperatuurcoëfficiënt is wat kleiner dan de door (3.32) gegeven coëfficiënt van de verzadigingsstroom, doordat de doorlaatvoorspanning van W_{ge} wordt afgetrokken.

Voor bepaalde transistortoepassingen speelt de temperatuurcoëfficiënt van de doorlaatvoorspanning bij vaste stroom een belangrijke rol. Men kan deze coëfficiënt vinden door de stroomvergelijking van de ideale diode op te lossen voor U en dan de partiële afgeleide naar T te bepalen. Voor $I \gg I_s$ geldt:

$$\left.\frac{\partial U}{\partial T}\right|_I = \frac{U}{T} - \frac{kT}{e}\,\frac{1}{I_s}\,\frac{dI_s}{dT} = -\,\frac{W_{ge}/e - U}{T} \tag{3.35}$$

Deze coëfficiënt ligt doorgaans in het gebied tussen -1 en -3 mV·°K^{-1}.

Samenvattend kunnen we zeggen dat de stroom van een ideale junctiediode bij gelijkblijvende spanning *bijna exponentieel toeneemt* met de temperatuur. De spanning bij gelijkblijvende stroomsterkte *neemt* daarentegen *bijna lineair af* met de temperatuur.

Bij de bovenstaande behandeling van de *UI*-karakteristieken van de diode is niet in detail ingegaan op het gedrag van de meerderheidsdragers. We zullen nu ook hun verdeling en verplaatsing in onze beschouwing betrekken, teneinde een beter inzicht te krijgen in de fysische elektronica van de ideale junctiediode.

Een prettig aspect is hierbij dat het erg eenvoudig is om het verloop van de meerderheidsdragers en de bijbehorende stromen te bepalen, doordat de neutraliteit van de gebieden buiten de ruimteladingslaag alleen gewaarborgd is als de concentratie van de *overmaat*-meerderheidsdragers bijna gelijk is aan die van de *overmaat*-minderheidsdragers, terwijl bovendien de totale stroom in elke doorsnede van de diode gelijk moet zijn. Fig. 3.10 geeft een beeld van het verloop van de meerderheidsconcentraties bij doorlaatvoorspanning. Hoewel de *afwijkingen* van de evenwichtssituatie voor meerderheids- en minderheidsdragers bijna gelijk zijn, is de *relatieve* verandering van de meerderheidsconcentratie bij beperkte injectie zeer gering.

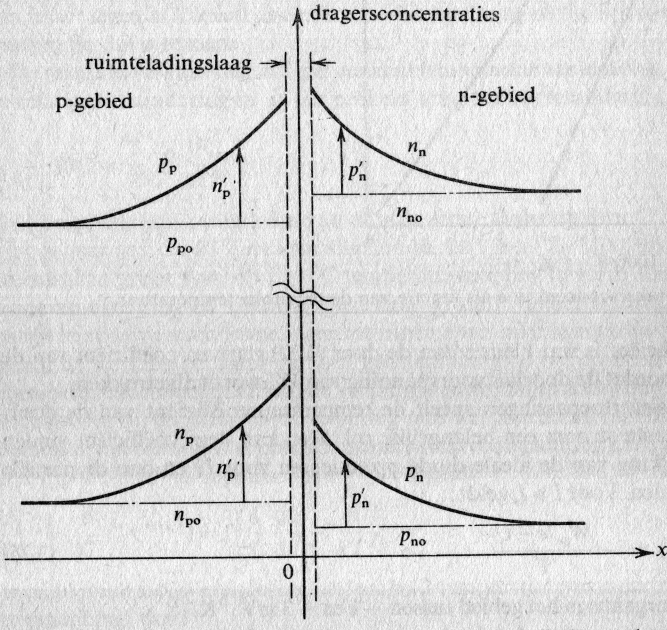


Fig. 3.10. De overmaat-dragersconcentraties in een junctiediode met doorlaatvoorspanning. Merk op dat de lineaire verticale schaal onderbroken is, omdat de meerderheidsconcentraties zo veel groter zijn dan de minderheidsconcentraties.

De meerderheidsstromen zijn te vinden door de minderheidsstromen af te trekken van de totale stroom, zoals in fig. 3.2 en 3.4 is te zien. Aangezien de ruimtelijke verdeling van de overmaat-meerderheidsdragers gelijk is aan die van de overmaat-minderheidsdragers, heeft ook de diffusiecomponent van de meerderheidsstroom hetzelfde verloop als die van de minderheidsdragers (waarvoor de diffusiestroom de *totale* stroom is), alleen is de richting tegengesteld vanwege het verschil in teken van de lading. De verhouding van de beide stromen is gelijk aan die van de beide diffusiestroomcoëfficiënten, hetgeen voor de n-kant betekent dat:

$$(J_{\mathrm{n}})_{\mathrm{diff.}} = -\left(\frac{D_{\mathrm{n}}}{D_{\mathrm{p}}}\right) J_{\mathrm{p}} \tag{3.36}$$

Omdat we nu de *totale* elektronenstroom kennen uit continuïteitsoverwegingen zoals die voor de totale (gaten- plus elektronen)stroom geldt, kunnen we de driftcomponent van de elektronenstroom vinden door de meerderheidsstroom gelijk te stellen aan de driftcomponent plus de elektronendiffusiecomponent:

$$J_{\mathrm{n}} = (J_{\mathrm{n}})_{\mathrm{drift}} + (J_{\mathrm{n}})_{\mathrm{diff.}} \tag{3.37}$$

Aangezien $J_{\mathrm{n}} = J - J_{\mathrm{p}}$, waarin J de totale stroomdichtheid is, kunnen we (3.37) schrijven als:

$$(J_{\mathrm{n}})_{\mathrm{drift}} = J - J_{\mathrm{p}}\left(1 - \frac{D_{\mathrm{n}}}{D_{\mathrm{p}}}\right) \tag{3.38}$$

waaruit volgt dat:

$$E \approx \frac{(J_{\mathrm{n}})_{\mathrm{drift}}}{e\mu_{\mathrm{n}} n_{\mathrm{no}}} = \frac{J - J_{\mathrm{p}}(1 - D_{\mathrm{n}}/D_{\mathrm{p}})}{e\mu_{\mathrm{n}} n_{\mathrm{no}}} \tag{3.39}$$

Deze verdeling van de meerderheidsstroom in drift- en diffusiecomponenten is in fig. 3.11 weergegeven voor de n-kant van onze ideale diode. Uit deze curven blijkt dat de meerderheidsstroom bij de junctie opgebouwd is uit drift- en diffusiecomponenten, terwijl op enkele diffusielengten (van de minderheidsdragers) afstand van de junctie de meerderheidsstroom een en al driftcomponent is. Het elektrische veld in het neutrale gebied moet hetzelfde ruimtelijke verloop te zien geven als de driftcomponent van de meerderheidsstroom, omdat de totale meerderheidsconcentratie bij beperkte injectie vrijwel constant is. De wet van Gauss verlangt hiervoor een zekere ruimtelading binnen de 'neutrale' gebieden. De verdelingen van het elektrische veld en de ruimtelading zijn kwantitatief onderzocht in Aanhangsel A.2; het resultaat hiervan is dat de minderheidsstroom een verwaarloosbaar kleine driftcomponent heeft en dat de afwijkingen van de ruimteladingsneutraliteit uitermate gering zijn.

Uit dit alles zal duidelijk zijn dat ons besluit om allereerst de verdeling en stroming van de minderheidsdragers te onderzoeken geleid heeft tot een aanzienlijke vereenvoudiging, doordat het elektrische veld een verwaarloosbaar kleine invloed heeft op de minderheidsdragers, althans bij beperkte injectie. Analoge vereenvoudigingen gelden eveneens in het

geval van inhomogene materialen met ingebouwde elektrische velden. De verdeling en het transport van de minderheidsdragers kunnen dan worden gevonden door de *verstoringen* van het veld ten gevolge van injectie te verwaarlozen, en alleen uit te gaan van de veldsterkten in de evenwichtssituatie.

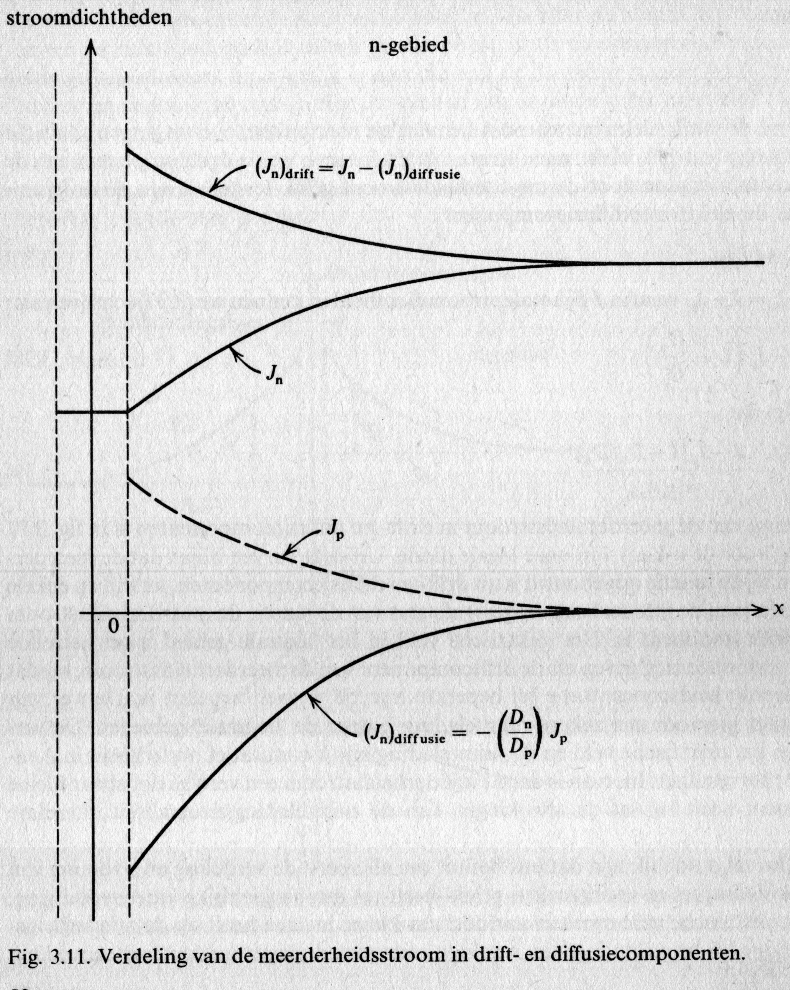


Fig. 3.11. Verdeling van de meerderheidsstroom in drift- en diffusiecomponenten.

Onze analyse van de ideale junctiediode is gebaseerd op de in par. 2.4.3 gemaakte veronderstelling dat de verdelingen van de gaten en elektronen in de ruimteladingslaag worden voorgesteld door de evenwichtsvergelijkingen welke gelden voor de nieuwe hoogte van de potentiaalberg. Het exponentiële karakter van de stroomvergelijking van de ideale diode is een direct gevolg van dit uitgangspunt. Aan deze voorwaarde wordt echter beslist niet voldaan als de stromen, die in de neutrale gebieden worden geïnjecteerd of eraan worden onttrokken, zo groot zijn dat ze een verstoring inhouden van het vrije tweerichtingverkeer van ladingdragers binnen de ruimteladingslaag, dat essentieel is voor een quasi-evenwichtstoestand. Bij silicium- en germaniumjunctiediodes zijn de stromen in de neutrale gebieden zo klein, dat inderdaad geen merkbare verstoring van het evenwicht in de ruimteladingslaag optreedt. Dit betekent dat erop aangelegde voorspanningen de minderheidsconcentraties aan de grenzen van de ruimteladingslaag vastleggen, terwijl het stroomniveau wordt bepaald door de diffusieverschijnselen binnen de neutrale gebieden. Diodes van dit type worden wel *diffusiebeperkt* genoemd, omdat de stroom wordt bepaald door de diffusieverschijnselen in de neutrale gebieden, en niet door de snelheid waarmee de ruimteladingslaag ladingdragers aan de neutrale gebieden kan leveren.

Deze situatie is te vergelijken met de snelheid waarmee water door een klein gaatje in de bodem van een bijna volle emmer stroomt: de stroomsnelheid wordt bepaald door de grootte van het gaatje en niet door de snelheid van de watertoevoer naar de omgeving ervan. Een overeenkomstige situatie doet zich voor bij thermionische vacuümdiodes: als een vacuümdiode wordt beperkt door de ruimteladingslaag hangt de stroom uitsluitend af van de verdeling van de ruimteladingslaag tussen kathode en anode, en niet van de snelheid waarmee de gloeikathode elektronen kan leveren (zolang de emissie groter blijft dan de benodigde stroom). In dit geval kan men uiteraard de diodespanning opvoeren tot de stroom een limietwaarde bereikt die door de elektronenemissie van de kathode wordt bepaald; de *UI*-karakteristiek wordt dan volkomen verschillend van die welke bij beperking door de ruimteladingslaag geldt. Halfgeleiderdiodes, waarin de stroom door niet-diffusieve verschijnselen wordt beperkt, zijn ook bekend; een voorbeeld zijn modellen waarbij de begrenzing een gevolg is van de snelheid waarmee de ruimteladingslaag ladingdragers kan leveren. Hun analyse verschilt volkomen van de hierboven gegeven afleiding.

4. ANDERE VERSCHIJNSELEN IN JUNCTIEDIODES

4.1. BEPERKINGEN VAN HET IDEALE DIODEMODEL

Hoewel de (stationaire) karakteristieken van de meeste junctiediodes goed overeenkomen met het gelijkstroomgedrag van het ideale model, doen zich toch ook aanzienlijke detailverschillen voor. Enkele van de oorzaken van het verschil in gedrag tussen de diodes uit de praktijk en de voorspellingen van het geïdealiseerde model zijn belangrijk voor ons inzicht in de fysische elektronica van transistors. We willen daarom in dit hoofdstuk de gevolgen nagaan die een aantal van deze verschijnselen hebben, te weten:

a. spanningsverliezen ten gevolge van het elektrische veld in de neutrale gebieden;
b. paarvorming en recombinatie van ladingdragers in de ruimteladingslaag;
c. lekstromen over het oppervlak van de junctie;
d. inwendige doorbraak als gevolg van grote tegenvoorspanningen.

Verder zullen we het elektrische gedrag van de metaal-halfgeleidercontacten bespreken en nagaan wat de gevolgen zijn als we deze contacten op minder dan een diffusielengte afstand van de junctie aanbrengen.

Hoewel elk van deze afwijkingen van het geïdealiseerde model gevolgen heeft die in het elektrische gedrag van juncties in de praktijk tot uitdrukking komen, zullen we niet in detail ingaan op het gedrag van speciale diodetypes als vermogensgelijkrichters of snelle schakeldiodes. Een dergelijke bespreking zou ons in dit stadium namelijk veel te ver afvoeren van ons eigenlijke onderwerp. Het onderzoek blijft dan ook beperkt tot die aspecten welke onmisbaar zijn voor een goed begrip van de fysische elektronica van transistors.

4.2. SPANNINGSVERLIEZEN IN DE NEUTRALE GEBIEDEN

Zoals al in par. 3.5 is gebleken, gaat de injectie of onttrekking van overmaat-minderheidsdragers via de ruimteladingslaag zonder uitzondering gepaard met een elektrisch veld in de neutrale gebieden. Bij beperkte injectie is de sterkte hiervan evenredig aan de totale diodestroom, zoals die door (3.39) wordt gegeven. Dit betekent dat de met het elektrische veld verbonden spanningsvallen binnen de neutrale gebieden eveneens lineair afhangen van de totale stroom. Men kan de spanningsvallen dus bepalen door de elektrische veldsterkte binnen de neutrale gebieden te integreren. Aangezien de veranderingen de hoogte van de potentiaalberg U_B lager maken dan met de aangelegde spanning U overeenkomt, kunnen we schrijven:

$$U = U_B + \int_{\text{gebieden}}^{\text{neutrale}} (-E)\,\mathrm{d}x \tag{4.1}$$

Omdat tussen U_B en I het verband van (3.20) geldt, althans voor ons geïdealiseerde model, mogen we (4.1) schrijven als:

$$U = \frac{kT}{e} \ln(1+I/I_s) + IR_s \tag{4.2}$$

waarin de *serieweerstand* (inwendige weerstand, spreidingsweerstand, dat wil zeggen de weerstand van het halfgeleidermateriaal in de neutrale gebieden) R_s wordt gedefinieerd als:

$$R_s = \frac{1}{I} \int_{\substack{\text{neutrale}\\ \text{gebieden}}} (-E)\,dx \tag{4.3}$$

(4.2) geeft aan dat de totale diodespanning U bij kleine doorlaatstromen een logaritmische functie is van I, hetgeen in overeenstemming is met ons geïdealiseerde model. Bij grote doorlaatstroom moet de spanning lineair toenemen met I, aangezien IR_s sneller toeneemt dan $(kT/e)\ln(1+I/I_s)$, zodat deze factor ten aanzien van U gaat overheersen. De meeste moderne junctiediodes hebben zeer dunne neutrale gebieden, waardoor R_s zeer laag is. De overgang van het logaritmische naar het lineaire gedrag kan daardoor voorbij de limiet van de beperkte injectie komen te liggen, zodat het lineariteitsgebied van de UI-karakteristieken komt te vervallen. Bij sterke injectie kunnen de spanningsverliezen binnen de neutrale gebieden een zeer belangrijke factor gaan vormen. De berekening ervan is helaas bijzonder gecompliceerd ten gevolge van niet-lineaire effecten op de minderheidsstroom, en doordat de geïnjecteerde overmaat-dragers de geleidbaarheid van de neutrale gebieden beïnvloeden. Als gevolg hiervan bestaat er geen lineair verband tussen de potentiaalval en de totale stroom, zodat het verschijnsel niet door een lineaire serieweerstand kan worden voorgesteld.

Ofschoon we de spanningsverliezen in de neutrale gebieden bij hoge doorlaatstromen dus niet door een constante serieweerstand kunnen benaderen, is dit dikwijls wel mogelijk door een vervangingsweerstand in de doorlaatrichting, gecombineerd met een constante spanning. Zo kan men de UI-karakteristiek van de diode in fig. 3.7b in de doorlaatrichting benaderen door een constante weerstand van ca. 0,5 Ω in serie met een constante spanning van ca. 0,25 V. Voor een ander gebied van doorlaatstromen moeten we dan weer andere waarden kiezen om ons benaderende model zo goed mogelijk aan te passen.

Tenslotte merken we nog op dat de metaal-halfgeleidercontacten en de aansluitdraden (zowel binnen als buiten de diodehouder) een zekere weerstand vertonen die veel bij kan dragen tot een lineair UI-verband bij grote doorlaatstromen.

4.3. PAARVORMING EN RECOMBINATIE IN DE RUIMTELADINGSLAAG

Een van de uitgangspunten van het ideale diodemodel is dat de deelstromen van gaten en elektronen binnen de gehele ruimteladingslaag constant zijn. Dit houdt in dat een diode van het geïdealiseerde model afwijkt als de stroom ten gevolge van recombinatie in de ruimte-

ladingslaag vergelijkbaar wordt met of groter is dan die ten gevolge van recombinatie in de neutrale gebieden. Dergelijke afwijkingen kunnen zich in siliciumdiodes zowel bij doorlaat- als bij tegenvoorspanning voordoen.

Bij doorlaatvoorspanning treedt er een recombinatie op van gaten uit het p-gebied met elektronen uit het n-gebied, en wel binnen de ruimteladingslaag. De stroom die hiermee gemoeid is, moet opgeteld worden bij de doorlaatstroom zoals die door het ideale model wordt gegeven; het $e^{eU/kT}$-verband dat voor de stromen in de neutrale gebieden geldt is echter niet van toepassing op deze component, omdat de overmaatconcentraties in de ruimteladingslaag geen functies zijn van $e^{eU/kT}$. Verder vertoont het verband tussen de recombinatiesnelheid en de overmaat-concentraties evenmin de eenvoudige lineaire betrekking die voor de neutrale gebieden geldt. Uit het in fig. 2.5 afgebeelde verloop van de dragerconcentraties bij doorlaatvoorspanning (getrokken lijnen) en de evenwichtsconcentraties (onderbroken lijnen) blijkt dat elke overmaat-concentratie zwak afhangt van U aan de grens van de ruimteladingslaag waar de meerderheidsdragers de overmaat vormen, maar sterk afhangt van U (namelijk volgens $e^{eU/kT}$) aan de grens waar ze de minderheid vormen. In het midden van het gebied vertonen beide dragerconcentraties ongeveer een $e^{eU/2kT}$-verband. Het netto-resultaat is dat de stroom ten gevolge van recombinatie binnen de ruimteladingslaag een $e^{eU/mkT}$-verband vertoont, waarin m in de regel omstreeks 2 bedraagt; deze stroom is evenredig met de integraal van de recombinatiesnelheid over de ruimteladingslaag.

De meeste junctiediodes waarin de recombinatiestroom binnen de ruimteladingslaag vergelijkbaar is met die in de neutrale gebieden, vertonen een stroomafhankelijkheid die tussen $e^{eU/kT}$ en $e^{eU/2kT}$ ligt. Bij hogere voorspanningen gaan de stromen in de neutrale gebieden in de regel overheersen, doordat deze een steiler verloop met de spanning vertonen. Omdat de doorlaatstroom van *elke* diode zeer snel met de spanning oploopt, moet men de metingen over een groot stroombereik uitvoeren om het gezochte effect te kunnen scheiden. Fig. 4.1 geeft een beeld van een *UI*-karakteristiek zoals die aan een siliciumdiode is gemeten. Hierin is de invloed van de recombinatie in de ruimteladingslaag bij lage injectie, alsook die van de serieweerstand bij hoge injectie te zien.

In germaniumdiodes is de invloed van recombinatie in de ruimteladingslaag bij kamertemperatuur onmeetbaar klein. Bij verlaging van de temperatuur neemt de recombinatiesnelheid in het neutrale deel echter sneller af dan die in de ruimteladingslaag, waardoor de stroom in de ruimteladingslaag kan gaan overheersen. Als gevolg hiervan kan de *UI*-karakteristiek van een germaniumdiode bij lage temperatuur gaan lijken op die van een siliciumdiode bij kamertemperatuur.

Verder zijn de stromen in de ruimteladingslaag ook van invloed op de diodekarakteristieken bij tegenvoorspanning. Deze effecten vormen het onderwerp van de volgende paragraaf.

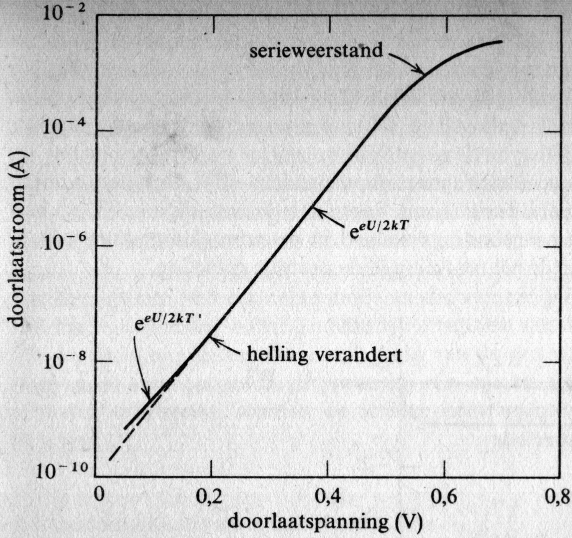


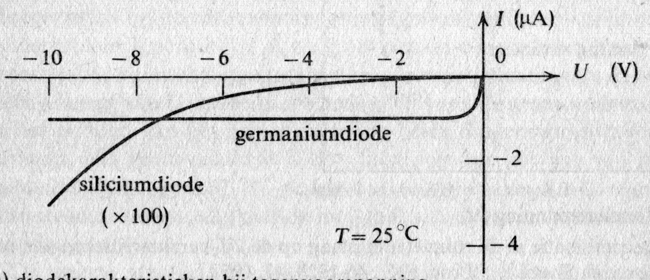
Fig. 4.1. De invloed van recombinatie in de ruimteladingslaag op de UI-karakteristieken van een junctiediode. (Uit Sah, Noyce en Shockley, 'Proc. IRE', 45 1228-43, 1957.)

4.4. AFWIJKINGEN VAN DE VERZADIGINGSSTROOM

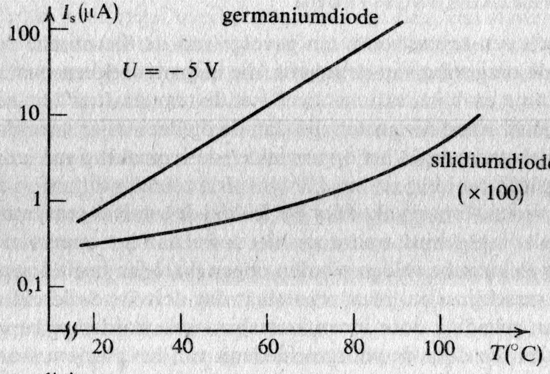
Het ideale diodemodel voorspelt een tegenstroom ten gevolge van de thermische paarvorming van ladingdragers in de omgeving van de junctie, die in grote trekken onafhankelijk is van de tegenvoorspanning en bijna exponentieel met de temperatuur toeneemt. De meeste diodes vertonen tegenstromen die groter zijn dan de op deze wijze voorspelde waarden, en wel als gevolg van lekstromen via het oppervlak en de vrijmaking van ladingdragers binnen de ruimteladingslaag.

De oppervlaktelekstromen worden veroorzaakt door het feit dat de totale tegenspanning vrijwel beperkt is tot het ruimteladingsgebied, waardoor hier zowel aan het oppervlak als in het materiaal zelf zeer sterke elektrische velden worden opgewekt. Men heeft nog geen goed inzicht in oppervlaktelekverschijnselen, maar vast staat dat deze ingewikkeld zijn. Misschien zijn ze het gevolg van geleiding door ionen, misschien ook worden ze bepaald door oppervlakteomstandigheden die door de voorgeschiedenis van het element worden bepaald. Maar hoe dan ook, oppervlaktelekstromen leveren een tegenstroom die bij toenemende tegenvoorspanning groter wordt en in de regel minder temperatuurafhankelijk is dan de verzadigingsstroom binnen het materiaal. Verbeteringen in de fabricagetechnieken hebben ertoe geleid dat lekeffecten in de hedendaagse componenten een minder belangrijke rol spelen dan vroeger het geval was.

Bij tegenvoorspanning zijn vrijwel alle beweeglijke ladingdragers aan de ruimteladingslaag onttrokken, zodat de snelheid waarmee ze worden vrijgemaakt nagenoeg gelijk is aan de thermische paarvorming, die uiteraard onafhankelijk is van de tegenvoorspanning. De totale stroom ten gevolge van vrijmaking in de ruimteladingslaag is evenredig met de paarvorming en het volume van de ruimteladingslaag. Deze tegencomponent hangt zodoende op dezelfde wijze van U af als de dikte van de ruimteladingslaag; voor abrupte juncties ligt de factor omstreeks $(-U)^{\frac{1}{2}}$, voor geleidelijke juncties omstreeks $(-U)^{\frac{1}{3}}$. Ook deze component is minder gevoelig voor temperatuurschommelingen dan de verzadigingsstroom binnen het materiaal, aangezien de paarvormingssnelheid in de ruimteladingslaag minder snel met de temperatuur stijgt dan de paarvorming in de neutrale gebieden.



(a) diodekarakteristieken bij tegenvoorspanning



(b) verzadigingsstroom tegen temperatuur

Fig. 4.2. Afwijkingen van de verzadigingsstroom in de tegenrichting en anomaal temperatuurverloop van de verzadigingsstroom ten gevolge van oppervlaktelekstromen en paarvorming in de ruimteladingslaag. Merk op dat de stroomschaal in het geval van de siliciumdiode met een factor 100 is vergroot.

Al deze invloeden op de verzadigingsstroom en het ermee verbonden anomale temperatuurverloop van de tegenstroom zijn in siliciumdiodes belangrijker dan in germaniumdiodes. Bij de meeste germaniumdiodes wordt de tegenstroom bij kamertemperatuur door de verzadigingsstroom overheerst. In siliciumdiodes en ook in germaniumdiodes bij lagere temperatuur zijn deze 'materiaalstromen' (die evenredig zijn met n_i^2) kleiner, zodat stromen langs het oppervlak en in de ruimteladingslaag een grotere invloed hebben. Al deze effecten zijn samengevat in fig. 4.2, waarin de spannings- en temperatuurafhankelijkheid van de tegenstromen in typische germanium- en siliciumdiodes is geïllustreerd.

Aangezien de tegenstroom van een echte diode de berekening op basis van het ideale model kan overtreffen, kan men dikwijls een betere overeenstemming tussen de *UI*-karakteristieken van een echte diode en die van het geïdealiseerde model [zie (3.19)] *bij doorlaatvoorspanning* verkrijgen door I_s te bepalen aan de hand van de gemeten doorlaatkarakteristieken, veeleer dan met behulp van de gemeten tegenkarakteristieken. Bij zeer hoge doorlaatvoorspanningen, waarbij de injectie van ladingdragers in de neutrale gebieden overheerst, worden de andere componenten van de junctiestroom minder belangrijk.

4.5. DOORBRAAK VAN DE JUNCTIE

4.5.1. *Inleiding*

In de praktijk worden alle diodes gekenmerkt door een maximale waarde van de tegenvoorspanning, waarbij de tegenstroom plotseling al bij minimale verhogingen van de tegenspanning zeer snel toeneemt. Bij slecht gekoelde germaniumdiodes, vooral die met puntcontacten of kleine draadcontacten, wordt dit effect gecompliceerd door plaatselijke verhitting, die de verzadigingsstroom doet toenemen waardoor de curven bij meting voorbij een doorbraak- of doorslagpunt (turn-over voltage) een negatieve helling blijken te vertonen.

Fig. 4.3 schetst het algemene beeld van typische doorbraakkarakteristieken van verschillende diode-uitvoeringen. Silicium- en goed gekoelde germaniumdiodes hebben een niet-destructief werkgebied beneden de plotselinge doorbraakspanning, waarvan de waarde wordt bepaald door reproduceerbare elektronische aspecten die hieronder behandeld worden. Dergelijke diodes worden op grote schaal als spanningsregelaars toegepast, en dan veelal *zenerdiodes* (of doorbraakdiodes) genoemd. De doorbraakkarakteristiek van puntcontact of slecht gekoelde draadcontact-germaniumdiodes ligt in de regel buiten het gewenste werkgebied, ten gevolge van de hoge temperatuur ter plaatse van de junctie.

Er kunnen binnen het halfgeleidermateriaal twee elektronische doorbraakverschijnselen optreden die tot een spanningsverzadigde doorbraak of doorslag kunnen leiden, te weten zenerdoorbraak en lawinedoorbraak. Zenerdoorbraak is een directe verbreking van interatomaire bindingen in de ruimteladingslaag door zeer sterke elektrische velden (meer

dan 10^6 V·cm^{-1}), die tot paarvorming leidt (de vorming van beweeglijke gat-elektronparen). Het is dit mechanisme dat verantwoordelijk is voor de doorslag van goede kristallijne isolators; het kan zich ook voordoen bij abrupte juncties tussen sterk gedoopte gebieden. Lawinedoorbraak treedt op als de versnelling van de ladingdragers in het ruimteladingsgebied zo groot wordt dat ze ioniserende botsingen met atomen gaan vertonen, hetgeen eveneens tot paarvorming leidt. Aangezien dit effect reeds kan optreden bij elektrische velden die veel zwakker zijn dan de voor zenerdoorbraak vereiste veldsterkten, zal al vóór het bereiken van de zenerspanning lawinedoorbraak plaats vinden; alleen in diodes met zeer hoge doopstoffenconcentraties is de 'volgorde' omgekeerd. In spanningsregelende siliciumdiodes met een doorbraakspanning boven 8 V komt waarschijnlijk de lawinedoorbraak het eerst aan de beurt, en in die met een doorbraakspanning beneden 5 V de zenerdoorslag. Tussen 8 en 5 V wordt de onderlinge verhouding van de beide verschijnselen bepaald door de precieze doopstoffenverdeling bij de junctie. Beide effecten kunnen zich in dezelfde diode voordoen. De term zenerdiode wordt in de regel zonder onderscheid gebruikt voor alle diodes die bij hun doorbraakspanning moeten werken, ongeacht welk effect hieraan ten grondslag ligt.

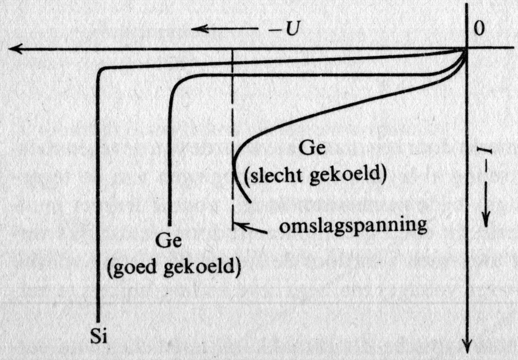


Fig. 4.3. Soorten diodedoorslag. De stroomschaal van de siliciumdiode is sterk vergroot om een vergelijking met de germaniumdiodes mogelijk te maken.

4.5.2. *De theorie van de lawinevermenigvuldiging*

Lawinevermenigvuldiging treedt op als het elektrische veld in de ruimteladingslaag zo sterk is dat de ladingdragers die het gebied doorlopen een voldoende grote energie krijgen om bij hun botsingen binnen het kristalrooster covalente bindingen te verbreken. Elk van deze ioniserende botsingen levert een gat en een elektron, welke beide door het elektrische veld worden versneld en de mogelijkheid bezitten om weer een volgende ioniserende botsing te veroorzaken alvorens de ruimteladingslaag te verlaten. Als we recombinatie binnen de laag verwaarlozen, geldt dat alle zo vrijgekomen ladingdragers bijdragen tot de totale tegenstroom.

De totale stroom wordt dan een door het ruimteladingsgebied bepaalde veelvoud van een beginstroom van dragers die het gehele gebied of een deel ervan doorlopen. In germaniumdiodes vindt de beginstroom zijn oorsprong buiten het ruimteladingsgebied, precies als bij het ideale diodemodel van hfdst. 3. Bij veel siliciumdiodes daarentegen is de beginstroom in wezen het gevolg van vrijmaking (paarvorming) binnen het ruimteladingsgebied. Stellen we de beginstroom op I_s, dan wordt de totale tegenstroom $I_s M$, waarin M een vermenigvuldigingsfactor is die afhangt van de mate waarin de ladingdragers ioniserende botsingen ondergaan. De voorwaarde dat $I = I_s M$ een eindige waarde moet hebben, houdt in dat M eindig moet zijn, zodat de *paarvormingscoëfficiënten*, dat wil zeggen het gemiddelde aantal ioniserende botsingen van een door paarvorming vrijgemaakt paar, kleiner moet zijn dan 1, hetgeen hieronder wordt toegelicht.

We zullen het lawinevermenigvuldigingseffect illustreren aan de hand van een diode waarin de verzadigingsstroom grotendeels bestaat uit gaten uit het n-gebied ($N_{Dn} \ll N_{Ap}$). Elk gat uit het n-gebied levert bij het oversteken van de ruimteladingslaag gemiddeld P_{1p} gat-elektronparen. Elk secundair gat-elektronpaar levert *gemiddeld* P_2 bijkomende paren, die op hun beurt weer gemiddeld P_2 bijkomende paren vrijmaken, etc. De totale stroom wordt zodoende:

$$I = I_s[1 + P_{1p}(1 + P_2 + P_2^2 + P_2^3 + \ldots)] \tag{4.4}$$

De reeks $P_{1p}(1 + P_2 + P_2^2 + P_2^3 + \ldots)$ convergeert omdat $P_2 < 1$, zodat:

$$M = \frac{I}{I_s} = \frac{1 + P_{1p} - P_2}{1 - P_2} \qquad (N_{Ap} \gg N_{Dn}) \tag{4.5a}$$

Een overeenkomstige vermenigvuldigingsfactor:

$$M = \frac{1 + P_{1n} - P_2}{1 - P_2} \qquad (N_{Dn} \gg N_{Ap}) \tag{4.5b}$$

geldt voor diodes waarin $N_{Dn} \gg N_{Ap}$; hierin bestaan de beginladingdragers, die de verzadigingsstroom vormen, uit elektronen die uit het p-gebied afkomstig zijn. In beide gevallen gaat M naar oneindig als P_2 naar 1 nadert.

We definiëren nu de lawinedoorbraakspanning van een junctie als $-U_a$, de spanning waarvoor M oneindig is. Uit metingen aan symmetrisch gedoopte abrupte juncties in silicium en germanium is gebleken dat U_a afneemt naarmate de doopstoffenconcentratie aan de lichst gedoopte kant wordt opgevoerd, zoals in fig. 4.4 is weergegeven. Verder wezen deze proeven uit dat U_a, hoewel dus afhankelijk van de doopstoffenconcentratie aan de lichtst gedoopte kant, niet afhangt van het geleidingstype (n of p). Dit lijkt aannemelijk omdat P_2 immers een eigenschap is van het secondaire gat-elektronpaar, en niet van de primaire ladingdragers.

De in par. 2.4 gegeven analyse maakt duidelijk waarom er een verband moet bestaan tussen de doorbraakspanning en de doopstoffenconcentratie aan de lichtst gedoopte kant

van de junctie. De gegevens van fig. 4.4 zijn verkregen aan de hand van diodes met een sterk asymmetrische doping, zodat het deel van de uitputtingslaag aan de zwaar gedoopte kant verwaarloosbaar is vergeleken met het deel aan de licht gedoopte zijde.

Een ladingdrager, die het hele uitputtingsgebied doorloopt, bevindt zich dus over het grootste deel van zijn weg in het licht gedoopte gebied. Dit houdt in dat het gemiddelde aantal ioniserende botsingen met het kristalrooster afhangt van de veldsterkte en de weglengte in de licht gedoopte kant.

(b) versterkend contact

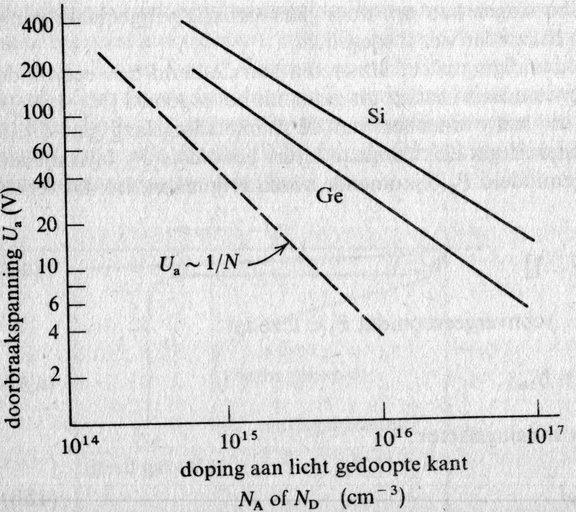


Fig. 4.4. Lawinedoorbraakspanning uitgezet tegen de doopstoffenconcentratie voor asymmetrisch gedoopte stapvormige juncties. (Uit S. L. Miller, 'Phys. Rev.', 93, p. 1238, 1955; en 105, p. 1248, 1957.)

De maximale veldsterkte en de dikte van de uitputtingslagen worden gegeven door (2.13) en (2.14). Hierin komt onder andere de contactpotentiaal in de evenwichtstoestand φ_0 voor, die voor de meeste diodes minder dan 1 V bedraagt en als zodanig ten opzichte van U in fig. 4.4 over het merendeel van het uitgezette bereik te verwaarlozen is. Als we φ_0 daarom buiten beschouwing laten en aannemen dat de doping sterk asymmetrisch is en veel groter aan de p- dan aan de n-kant, geldt:

$$E_0 \approx -\left[\frac{2eN_{Dn}}{\varepsilon_d}(-U)\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$l_n \approx \left[\frac{2\varepsilon_d}{eN_{Dn}}(-U)\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (4.6a,b)$$

Uit (4.6a) volgt dat de doorbraakspanning omgekeerd evenredig moet zijn met de doopstoffenconcentratie aan de licht gedoopte kant als de lawinedoorbraak gekenmerkt zou worden door een bepaalde kritische veldsterkte. Uit fig. 4.4 blijkt echter dat de afneming van U_a minder is dan $1/N$, hetgeen betekent dat het gemiddelde aantal paren dat door de botsingen vrijkomt niet alleen door de elektrische veldsterkte, maar ook door de afstand die de ladingdragers afleggen wordt bepaald. Bij hogere doopstoffenconcentraties neemt de dikte van de ruimteladingslaag af, zoals uit (4.6b) blijkt, waardoor de maximale veldsterkte bij doorbraak toeneemt.

4.5.3. *De zenerdoorslag*

Diodes met zeer hoge doopstoffenconcentraties hebben dunne ruimteladingslagen, waarbinnen de veldsterkte al bij lage voorspanningen zeer hoge waarden kan bereiken. Bij stijging van de tegenvoorspanning nemen de veldsterkte en de dikte van de ruimteladingslaag beide toe. De veldsterkte bereikt een waarde waarbij al zenerdoorslag op kan treden vóórdat de dikte van de ruimteladingslaag voldoende is om lawinedoorbraak mogelijk te maken. Zenerdoorslag is de directe verbreking van covalente bindingen ten gevolge van de sterkte van het elektrische veld; er is dus geen versnelling van een primaire ladingdrager door het veld voor nodig. De zenerdoorslagspanning hangt zodoende alleen af van de maximale veldsterkte, en niet van de weglengte binnen het uitputtingsgebied. Zenerdoorslag doet zich voor bij veldsterkten van de orde van 10^6 V $\cdot$ cm^{-1}, die bij abrupte juncties in silicium worden bereikt als de doping ongeveer 10^{18} atomen per cm^3 is en de voorspanning ongeveer 5 V bedraagt. In een dergelijke diode treden zenerdoorslag en lawinedoorbraak tegelijkertijd op. Naarmate men de doopstoffenconcentratie verder opvoert, neemt de weglengte bij doorbraak af, waardoor alleen het zenereffect overblijft. Bij een berekening van een diode met een doping van 10^{18} atomen per cm^3 of meer mag de contactpotentiaal φ_0 niet langer worden verwaarloosd. Voor een siliciumdiode met een N_{Dn} van 10^{18} donoratomen per cm^3 en een N_{Ap} van 10^{19} acceptoratomen per cm^3 is de contactpotentiaal volgens (2.8) 1 V. Berekenen we de maximale veldsterkte E_0 voor deze diode met behulp van (2.13b) voor 4 V tegenvoorspanning, dan geeft dit een veldsterkte van $1{,}2 \cdot 10^6$ V $\cdot$ cm^{-1}. Een dergelijke diode geeft een zenerdoorslag te zien bij een tegenvoorspanning van ca. 4 V. Bij deze hoge doopstoffenconcentraties levert de contactpotentiaal een aanzienlijk deel van de doorbraakspanning; naarmate de concentratie hoger wordt, neemt de invloed ervan op $\varphi_0 + (-U)$ toe.

Men kan zich op dit punt logischerwijze afvragen of N_{Ap} en N_{Dn} opgevoerd kunnen worden tot waarden waarbij de veldsterkte als gevolg van de contactpotentiaal *alleen* al voldoende is om zenerdoorslag te veroorzaken, zodat de diode een kortsluiting gaat vormen zonder dat er een spanning op is aangelegd. Dergelijke uitvoeringen bestaan inderdaad, ook al zijn we tot dusver niet ingegaan op de theorie die nodig is om een inzicht te krijgen in de werking ervan. Diodes die al doorslaan bij $U = 0$ of zeer kleine tegenvoorspanningen heten *backward-diodes*, omdat ze door de zenerdoorslag al bij kleine tegenspanningen geleiden, terwijl de normale geleiding in de doorlaatrichting niet optreedt

vóórdat de doorlaatvoorspanning een waarde van meerdere tienden volt bereikt. Binnen een beperkt spanningsbereik gedragen deze zich dus als diodes die geleiden als de n-kant positief wordt gemaakt. Zwaarder gedoopte uitvoeringen, waarbij nog doorslag optreedt als er een zekere doorlaatvoorspanning op is aangelegd, heten *Esaki-* of *tunneldiodes.* De geleiding hiervan is goed, alsof nog doorslag plaats vindt, totdat de doorlaatvoorspanning een bepaalde waarde bereikt. Bij het opvoeren van de doorlaatvoorspanning komt men op een gegeven ogenblik op het punt dat $(\varphi_0 - U)$ niet langer groot genoeg is om het geleidingsmechanisme in stand te houden, waarna de doorlaatstroom bij verdere toeneming van de doorlaatvoorspanning terugloopt. Voorbij dit punt krijgt men dus een gebied van negatieve weerstand. De stroom daalt tot een lage waarde, om vervolgens, als de diode het gebied van de normale geleiding bereikt, weer te stijgen. Fig. 4.5 geeft een beeld van de *UI*-karakteristieken van backward- en tunneldiodes.

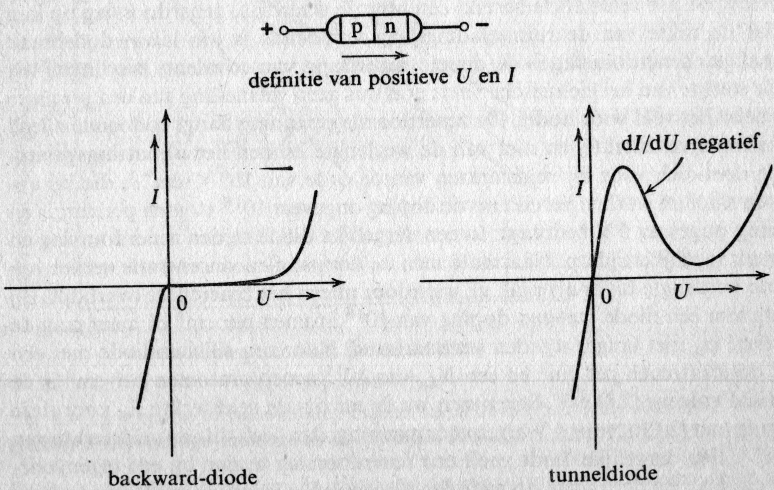


Fig. 4.5. Karakteristieken van backward- en tunneldiodes.

4.6. OHMSE CONTACTEN

Bij het ideale diodemodel zijn we ervan uitgegaan dat de metaalcontacten die de aansluiting van de halfgeleider op het circuit mogelijk maken, geen effect hebben op de stroom van de meerderheidsdragers in beide richtingen, zodat de stroomdoorgang geen merkbare verandering brengt in de hoogte van de contactpotentiaal bij de metaal-halfgeleidergrensvlakken. In de praktijk van de halfgeleidercomponenten kan men dergelijke contacten, die

ohmse contacten worden genoemd, inderdaad benaderen. We willen er wel op wijzen dat ze geenszins de enige soorten metaal-halfgeleidercontacten zijn; zo kan men ook contacten maken met een gelijkrichtende werking analoog aan die van een pn-junctie.

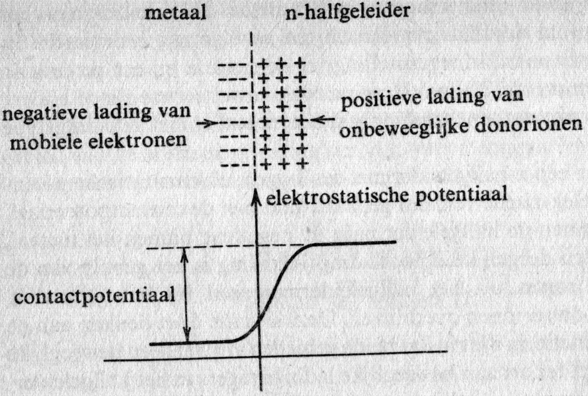
Men kan zich een voorstelling maken van het verschil tussen een ohms en een gelijkrichtend contact aan de hand van de contactpotentiaal tussen het metaal en het halfgeleidermateriaal. Precies als bij de pn-junctie moet er bij het metaal-halfgeleidergrensvlak een contactpotentiaal optreden om de diffusietendensen ten gevolge van het verschil in materiaalsamenstelling te compenseren. In tegenstelling tot de situatie bij een pn-junctie kan de contactpotentiaal bij een metaal-halfgeleidergrensvlak zowel de ene als de andere polariteit vertonen, afhankelijk van de samenstelling van het metaal en het geleidingstype van de halfgeleider.

In het geval van een metaal en een n-halfgeleider met een hogere elektrostatische potentiaal, verloopt het ingebouwde elektrische veld dat gepaard gaat met de contactpotentiaal, vanuit de positieve ladingen binnen de halfgeleider naar de negatieve binnen het metaal, zoals in fig. 4.6a is getekend. Een dergelijke dipoolladingsverdeling is het gevolg van de *onttrekking* van geleidingselektronen uit het halfgeleidermateriaal bij het grensvlak, waardoor daar positief geladen donorionen overblijven. Deze situatie doet denken aan de ruimteladingslaag van een pn-junctie, in die zin dat beide gebieden vrijwel geen beweeglijke ladingdragers meer bevatten. Het tekort aan beweeglijke ladingdragers in het halfgeleidermateriaal bij het grensvlak is verantwoordelijk voor de gelijkrichtende werking van een metaal-halfgeleiderjunctie van dit type.

Neemt men daarentegen een ander metaal met een positieve contactpotentiaal ten opzichte van de n-halfgeleider, dan is het ingebouwde elektrische veld bij het grensvlak van het metaal naar de halfgeleider gericht. De positieve lading waar de veldlijnen van uitgaan wordt geleverd door de metaalionen, terwijl de negatieve lading waar ze op eindigen het gevolg is van de *verhoogde* elektronenconcentratie in het halfgeleidermateriaal, zoals in fig. 4.6b is te zien. Het deel van de ruimteladingslaag dat in het metaal ligt bezit nu bijna geen elektronen meer. Deze laag is uitermate dun omdat de ladingsdichtheid die door de metaalionen wordt geleverd, zeer groot is. Het halfgeleiderdeel van de ruimteladingslaag is bij een contact van dit type goed voorzien van beweeglijke ladingdragers, zodat reeds bij een betrekkelijk geringe verandering in de hoogte van de potentiaalberg al grote stromen kunnen vloeien. Dit maakt elke niet-lineariteit in de UI-karakteristiek van een metaal-halfgeleidercontact in de regel onbelangrijk, aangezien de werking ervan beperkt is tot een klein gebied nabij de oorsprong.

Kan men om welke reden dan ook geen metaal van het type gebruiken dat een versterkend contact levert, dan kan men de weerstand van het verzwakkende contact verlagen door de doping van de aangrenzende halfgeleiderlaag zeer sterk op te voeren, hetgeen een veel dunnere uitputtingslaag en daarmee een veel lagere weerstand levert. Deze techniek om bijna-ohmse contacten te vervaardigen wordt op grote schaal toegepast en voldoet goed; een voorbeeld ervan vindt men bij gelegeerde contacten waarbij aan het legeringsmetaal een geschikte doopstof is toegevoegd.

Bij de bovenstaande bespreking zijn we steeds uitgegaan van een n-halfgeleider, maar volkomen analoge overwegingen gelden voor p-materiaal. In dit laatste geval kan men een versterkend contact vervaardigen door een metaal te gebruiken waarvan de contact-potentiaal negatief is ten opzichte van de p-halfgeleider.



(a) verzwakkend contact

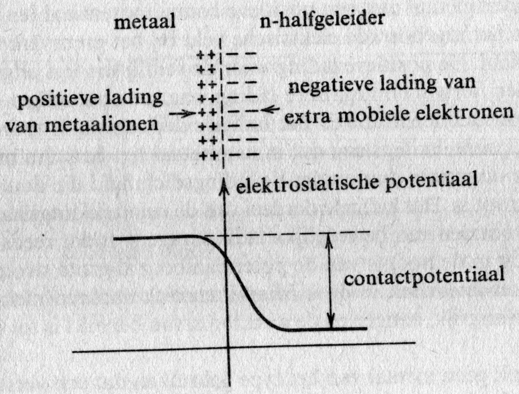


Fig. 4.6. Contactpotentialen en ruimtelading bij metaal-halfgeleidergrensvlakken.

De prestaties van veel junctiecomponenten worden in hoge mate beïnvloed door gebieden waar de levensduur van de minderheidsdragers zeer laag ligt. In sommige gevallen geldt deze korte levensduur binnen een geheel driedimensionaal gebied, in andere gevallen heeft de hoge recombinatiecoëfficiënt alleen betrekking op oppervlakken of metaal-halfgeleider-grensvlakken. In beide situaties is het dikwijls praktisch de details van de stroomdoorgang en de recombinatie binnen het gebied in kwestie te verwaarlozen, en het totale recombinatie-effect erbinnen of aan het oppervlak te definiëren door een *effectieve oppervlakterecombinatiesnelheid* v_{sr}. Is de overmaat-concentratie van de minderheidsdragers aan een oppervlak p'_n, dan wordt de stroomdichtheid van de minderheidsdragers die het oppervlak *binnenstromen* gegeven door $v_{sr} p'_n$. Het *oppervlak* waar het hierbij om gaat, kan zowel een uitwendig vlak van de halfgeleider zijn als een grensvlak tussen een gebied met een hoge recombinatiesnelheid en de rest van de halfgeleider. De parameter v_{sr}, die de dimensie heeft van een snelheid, stelt de recombinatiesnelheid aan het oppervlak voor, precies zoals de levensduur τ het recombinatieverschijnsel in het inwendige van het halfgeleidermateriaal beschrijft. Als p'_n negatief is, bepaalt de recombinatiesnelheid aan het oppervlak de snelheid waarmee de ladingdragers via het oppervlak worden toegevoerd.

Het begrip oppervlakterecombinatiesnelheid is vooral belangrijk bij structuren die men wel *dunne-basisdiodes* noemt. Bij dergelijke componenten zijn één of beide neutrale gebieden zo dun (in vergelijking tot een diffusielengte) dat het merendeel van de door de junctie geïnjecteerde overmaat-ladingdragers zonder recombinatie het metaal-halfgeleidercontact bereikt, om daar te worden geëlimineerd door de recombinatie binnen de dunne lagen met korte levensduur die zich bij de contacten voordoen. Fig. 4.7a geeft een voorbeeld van een dergelijke opbouw. We zullen eerst het dunne n-gebied tussen junctie en contactvlak onder de loep nemen. De overmaat-concentratie $p'_n(0)$ aan de grens van de ruimteladingslaag wordt bepaald door de voorspanning die op de junctie is aangelegd. We nemen aan dat de recombinatie binnen het dunne n-gebied verwaarloosbaar klein is ten opzichte van de recombinatie aan het grensvlak tussen n-gebied en contact, die gekarakteriseerd wordt door een bepaalde oppervlakterecombinatiesnelheid. Onder stationaire omstandigheden moet de gatenstroom overal binnen het n-gebied derhalve constant zijn, zodat de gatenconcentratiegradiënt constant is en een waarde heeft van:

$$\frac{dp'_n}{dx} = -\frac{p'_n(0) - p'_n(w)}{w} \tag{4.7}$$

waarin $p'_n(w)$ de concentratie van de overmaat-gaten aan het grensvlak met de hoge recombinatiesnelheid, zoals in fig. 4.7b is getekend. De gatenstroomdichtheid die door het oppervlak bij $x = w$ wordt geabsorbeerd is volgens onze definitie van v_{sr}:

$$J_p(w) = ev_{sr} p'_n(w) \tag{4.8}$$

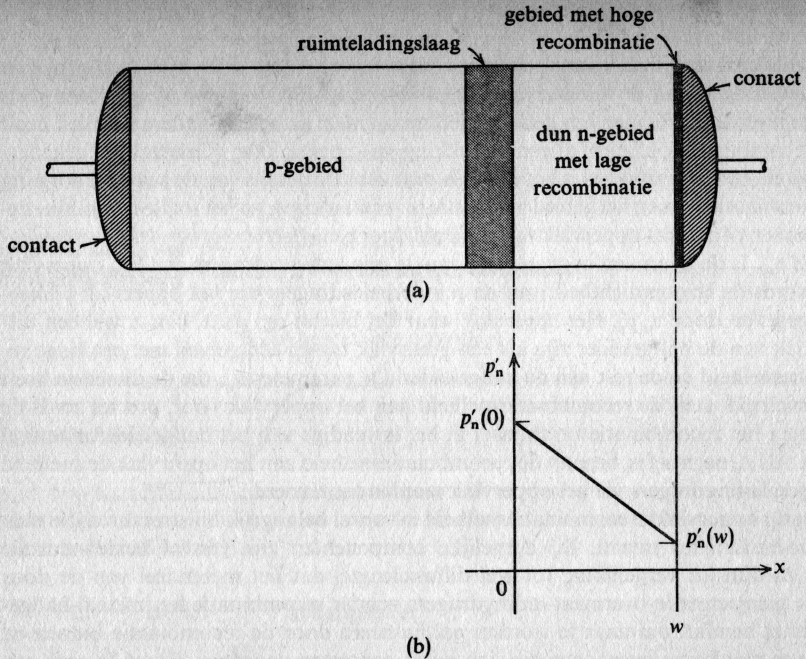


Fig. 4.7. De 'dunne-basisdiode', waarin het dunne n-gebied aan één zijde wordt besloten door een gebied van hoge recombinatie: a. fysische opbouw; b. minderheidsconcentratie aan de n-kant.

De diffusiestroom in het dunne n-gebied is:

$$J_{\mathrm{p}} = -eD_{\mathrm{p}} \frac{\mathrm{d}p'_{\mathrm{n}}}{\mathrm{d}x} \tag{4.9}$$

Gelijkstelling van de diffusie- en de oppervlakterecombinatiestroom levert, met behulp van (4.7):

$$eD_{\mathrm{p}} \frac{p'_{\mathrm{n}}(0) - p'_{\mathrm{n}}(w)}{w} = ev_{\mathrm{sr}} p'_{\mathrm{n}}(w) \tag{4.10}$$

waaruit we $p'_{\mathrm{n}}(w)$ en J_{p} als volgt kunnen oplossen:

$$p'_{\mathrm{n}}(w) = \frac{(D_{\mathrm{p}}/w)\,p'_{\mathrm{n}}(0)}{D_{\mathrm{p}}/w + v_{\mathrm{sr}}}$$

$$J_{\mathrm{p}} = e\,\frac{p'_{\mathrm{n}}(0)}{w/D_{\mathrm{p}} + 1/v_{\mathrm{sr}}} \tag{4.11a,b}$$

De overmaat-concentratie aan de grens van de ruimteladingslaag wordt aan de hand van (3.11) uit de voorspanning bepaald, hetgeen voor de gaten in de dunne-basisdiode de volgende stroom-spanningsvergelijking levert:

$$I_p = \frac{eAp_{no}}{w/D_p + 1/v_{sr}} (e^{eU/kT} - 1) \tag{4.12}$$

De volledige UI-betrekking van de dunne-basisdiode krijgt men door de in het p-gebied geïnjecteerde elektronenstroom op te tellen bij de door (4.12) gegeven gatenstroom.

5. WISSELSTROOM- EN SCHAKELVERSCHIJNSELEN IN JUNCTIEDIODES

5.1. INLEIDING

Dit hoofdstuk is gewijd aan een behandeling van de verschijnselen in pn-junctiediodes als spanning en stroom in de tijd variëren. Er zijn twee redenen aan te wijzen waarom het gedrag van de diode onder die omstandigheden verschilt van het in hoofdstuk 3 behandelde stationaire of gelijkstroomgedrag. In de eerste plaats zijn delen van de via de ruimteladingslaag geïnjecteerde minderheidsstromen onder veranderende omstandigheden nodig voor de *verandering* van de overmaat-concentraties in de neutrale gebieden. Deze situatie verschilt dus van die bij gelijkstroom, waarbij *alle* geïnjecteerde stroom verband houdt met de recombinatie of vrijmaking van overmaat-ladingdragers. In de tweede plaats brengt elke verandering van de junctiespanning in de tijd een klemstroomcomponent met zich mee, die een verandering van de ruimtelading in de dipoollaag aan weerskanten van de metallurgische junctie veroorzaakt. Deze stroom wordt geleverd door een transport van meerderheidsdragers in de neutrale gebieden; in het midden van de ruimteladingslaag heeft hij het karakter van een *verschuivingsstroom*. Bij een wisselstroomsignaal en tegenvoorspanning vormt deze component dikwijls het voornaamste deel van de diodestroom; bij doorlaatvoorspanning daarentegen wordt de invloed ervan meestal gemaskeerd door geïnjecteerde minderheidsstromen. We zullen nu eerst het verloop van de overmaat minderheidsdragers nagaan, en dan de dynamische verschijnselen in de ruimteladingslaag.

Bij onze bespreking van het verloop van de minderheidsdragers in de tijd zullen we onze aandacht vooral richten op de gaten in het n-gebied. We nemen aan dat het p-gebied veel zwaarder is gedoopt dan het n-gebied, zodat de totale stroom in verband met minderheidsinjectie in deze *asymmetrische diode* bij benadering gelijk is aan de geïnjecteerde gatenstroom. Het gedrag van de elektronen in het p-gebied is volkomen analoog aan dat van de gaten in het n-gebied. Bij diodes waarin zowel gaten- als elektronenstromen in de ruimteladingslaag belangrijk zijn, moeten de deelstromen eenvoudig worden opgeteld, zoals in par. 3.4.

5.2. HET VERLOOP VAN DE OVERMAAT-MINDERHEIDSDRAGERS

De verdeling en verplaatsing van de overmaat-gaten in het n-gebied wordt beheerst door de diffusievergelijking voor de minderheidsdragers, die volgens par. 3.3.2 wordt gegeven door:

$$D_p \frac{\partial^2 p'_n}{\partial x^2} = \frac{\partial p'_n}{\partial t} + \frac{p'_n}{\tau_p} \tag{5.1}$$

De gatenstroomdichtheid is evenredig met de gradiënt van de overmaat-gatenconcentratie, aangezien het transport van minderheidsdragers in homogeen materiaal bij beperkte injectie alleen door diffusie wordt veroorzaakt. Dit betekent dat:

$$J_p = -eD_p \frac{\partial p'_n}{\partial x} \tag{5.2}$$

De overmaat-gatenconcentratie aan de grens van de ruimteladingslaag ($x=0$) hangt af van de junctiespanning u. (We gebruiken kleine letters voor *klemstroom* en *klemspanning* om aan te duiden dat het om de momentele waarden van in de tijd veranderende grootheden gaat. De overeenkomstige hoofdletters stellen stationaire grootheden voor.) We nemen aan dat de in par. 2.4.3 op basis van een quasi-evenwicht in de ruimteladingslaag afgeleide betrekkingen ook onder veranderende omstandigheden hun geldigheid behouden. Dit houdt voor de n-kant in dat:

$$p'_n(0) = p_{no}(e^{eu/kT} - 1) \tag{5.3}$$

Het feit dat dit resultaat indertijd op basis van stationaire overwegingen is verkregen, neemt niet weg dat het ook voor veranderende situaties geldt zolang de spanning niet te snel varieert. De snelheid waarmee de ladingdragers zich door de ruimteladingslaag bewegen benadert de gemiddelde thermische snelheid, doordat de concentratiegradiënten en het elektrische veld binnen de ruimteladingslaag beide bijzonder sterk zijn. Aangezien de gemiddelde thermische snelheid van de ladingdragers bij kamertemperatuur ongeveer 10^7 cm · s^{-1} bedraagt en de dikte van de ruimteladingslaag in de regel minder dan 10^{-4} cm is, hebben de ladingdragers voor het oversteken een tijd nodig die hoogstens van de orde van 10^{-11}s is. De beide stromen van de ladingdragers binnen het gebied, die een volkomen door het toeval bepaalde richting hebben, gaan gewoon door zolang de periode van de spanningsfluctuaties lang is ten opzichte van deze oversteektijd, zodat (5.3) geldig blijft.

De concentratie van de overmaat-dragers bij de tegenovergestelde grens van het neutrale gebied wordt bepaald door de diodestructuur. Als het contact op meerdere diffusielengten afstand van de junctie is gelegen, moet de overmaat-concentratie voor grote x naar nul naderen, als in (3.12). Is daarentegen de afstand tussen contact en junctie klein, dan treedt aan de grens van het contact een evenredigheid tussen de gatenstroom en de overmaat-gatenconcentratie op. We kunnen deze situatie uitdrukken in termen van een effectieve oppervlakterecombinatiesnelheid, zoals in (4.8) is gedaan.

De diffusievergelijking voor de minderheidsdragers kan gemakkelijk worden opgelost als we de stroom (die middels (5.2) $\partial p_n/\partial x|_{x=0}$ vastlegt) ofwel de spanning (die middels (5.3) $p'_n(0)$ vastlegt) kennen. Helaas neemt de algemene oplossing dan echter een vorm aan met ongebruikelijke en lastig voor te stellen functies (met name foutenverdelingsfuncties). We willen daarom in dit boek geen exacte oplossingen afleiden, maar ons beperken tot een algemene bespreking van enkele dynamische diode-eigenschappen, en de kwalitatieve behandeling van twee belangrijke speciale problemen met behulp van benaderende methoden.

Aan de hand van (5.2) en (5.3) kan men meteen één algemene conclusie trekken, en wel dat mogelijk is om de geïnjecteerde stroom snel te variëren omdat hiervoor alleen een verandering in de *helling* van de overmaat gatenverdeling bij $x=0$ vereist is. Een hellingsverandering kan zeer snel gerealiseerd worden, omdat er slechts een verplaatsing van een gering aantal gaten voor nodig is. De diodespanning daarentegen kunnen we niet snel veranderen zonder dat dit met zeer krachtige stromen gepaard gaat, omdat voor een spanningsmodificatie immers een verandering van de overmaat-gaten-*concentratie* bij $x=0$ noodzakelijk is. Als de concentratie aan de grens van de ruimteladingslaag zo snel verloopt dat de verandering zich niet door diffusie kan uitbreiden in het neutrale gebied, zal de helling bij $x=0$ en daarmee de stroomsterkte zeer groot worden. De betrekking tussen de geïnjecteerde gatenstroom en de junctiespanning lijkt derhalve op de stroom-spanningsbetrekking van een condensator, in die zin dat de stroom snel kan veranderen zonder dat daarvoor grote spanningsfluctuaties nodig zijn, terwijl grote spanningsveranderingen slechts langzaam kunnen verlopen tenzij een groot ladingtransport mogelijk is. Overigens is dit slechts een zeer globale analogie die we niet verder kunnen uitwerken, omdat de diode in wezen een niet-lineair karakter heeft en de overmaat-gaten zich over een gebied van meerdere diffusielengten in de neutrale delen bewegen.

We kunnen een nieuw inzicht krijgen in de consequenties van de diffusievergelijking door deze in een andere vorm te gieten. Vermenigvuldiging van (5.1) met $eA\,\mathrm{d}x$, waarin A het oppervlak is van de diodedoorsnede, en integratie naar x over het n-gebied levert:

$$eAD_\mathrm{p}\left[\frac{\partial p'_\mathrm{n}}{\partial x}(w) - \frac{\partial p'_\mathrm{n}}{\partial x}(0)\right] = \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_0^w eAp'_\mathrm{n}\,\mathrm{d}x + \frac{1}{\tau_\mathrm{p}}\int_0^w eAp'_\mathrm{n}\,\mathrm{d}x \tag{5.4}$$

waarin $x=w$ de positie van het contact aangeeft. Vullen we hierin (5.2) voor de gatenstroom in, dan krijgen we:

$$A[J_\mathrm{p}(0)-J_\mathrm{p}(w)] = \frac{\mathrm{d}q_\mathrm{p}}{\mathrm{d}t} + \frac{q_\mathrm{p}}{\tau_\mathrm{p}} \tag{5.5}$$

waarin

$$q_\mathrm{p} = \int_0^w eAp'_\mathrm{n}\,\mathrm{d}x \tag{5.6}$$

de *totale ladingopslag aan overmaat-gaten* in het neutrale gebied voorstelt, van $x=0$ tot $x=w$. Uit (5.5) blijkt dat de netto-toestroomsnelheid van gatenlading in het neutrale gebied, te weten $A[J_\mathrm{p}(0)-J_\mathrm{p}(w)]$, gelijk is aan de snelheid waarmee de gatenopslaglading toeneemt plus de snelheid waarmee de gaten door recombinatie verdwijnen. Met andere woorden, gaten die via de ruimteladingslaag bij $x=0$ in het neutrale gebied worden geïnjecteerd, worden ofwel als overmaat-gaten binnen het neutrale gebied opgeslagen, ofwel afgevoerd door recombinatie binnen het gebied of via de aansluiting ($x=w$). De meeste contacten worden gekarakteriseerd door oppervlakken met een hoge recombinatiesnelheid. Dit betekent dat gaten die bij het contact 'afgevoerd' worden in feite worden geëlimi-

neerd door recombinatie met meerderheidsdragers ter plaatse. Dit verandert niets aan het feit dat deze stroom aan het neutrale n-gebied wordt onttrokken en expliciet in rekening moet worden gebracht in (5.5). Uiteraard worden geen gaten via het contact afgevoerd als dit ver van de junctie is gelegen, doordat dan de overmaat-gatenconcentratie en de gradiënt ervan bij het contactvlak beide nul zijn.

De in (5.5) uitgedrukte situatie is eenvoudig een herhaling van de continuïteitsbetrekking voor gaten, we mogen de vergelijking dan ook opvatten als de formulering van dit belangrijke fysische beginsel. De betrekking tussen de diodestroom $i = AJ_p(0)$ en de totale gatenopslag q_p is op zichzelf eenvoudig genoeg, maar deze eenvoud strekt zich niet uit tot de betrekking tussen i en de diodespanning u, doordat q_p geen eenduidige functie is van u, behalve onder stationaire omstandigheden, waarbij q_p evenredig is met $p'_n(0)$.

We zullen nu overgaan op de behandeling van twee diodeaspecten die bepaald worden door de verdeling en stroming van minderheidsdragers in de tijd. Als eerste vraagstuk zullen we de responsie van de diode op grote spannings- en stroomfluctuaties bezien, zoals die optreden in impulscircuits en digitale schakelapparatuur. Het tweede vraagstuk betreft de responsie van de diode op kleine sinusvormige spanningsvariaties.

5.3. IN- EN UITSCHAKELVERSCHIJNSELEN VAN JUNCTIEDIODES

5.3.1. *Inleiding*

In veel praktische schakelingen wordt de kortstondige impuls waarop de junctiediode moet reageren geleverd door een bron met een zeer grote equivalente Thévenin-uitgangsimpedantie. We willen daarom nu nagaan welke kortstondige verschijnselen optreden bij het in- en uitschakelen van de diode, waarbij we aannemen dat de diodestroom wordt beperkt door het omringende circuit. Verder baseren we onze behandeling op een ‘diode met dikke basis’, waarbij het contact op meerdere diffusielengten afstand van de junctie is gelegen. Overeenkomstige overwegingen gelden voor ‘diodes met dunne bases’.

5.3.2. *Inschakelverschijnselen*

We gaan uit van het in fig. 5.1 getekende circuit, waarin de diode door een internationaal overeengekomen symbool is voorgesteld. De pijl wijst in de richting van de gemakkelijkste stroomdoorgang, dat wil zeggen van p- naar n-kant. Voor $t < 0$ is de schakelaar open en de diode in evenwicht met voorspanning nul. Als op het tijdstip $t = 0$ de schakelaar wordt gesloten, neemt de doorlaatstroom over de diode onmiddellijk tot I_f toe. Omdat we aannemen dat de spanningsval over de diode in de doorlaatrichting klein is ten opzichte van U_f, is de stroom I_f bij benadering gelijk aan U_f/R. Op het tijdstip $t = 0$ neemt $\partial p'_n/\partial x|_{x=0}$ de waarde $-I_f/eAD_p$ aan volgens (5.2), om daarna constant te blijven. (A is weer het oppervlak van de diodedoorsnede.) Fig. 5.2 geeft een beeld van de ruimtelijke verdeling van p_n op verschillende intervallen na $t = 0$. De constante gatenstroom begint bij $x = 0$ en diffundeert in het n-gebied. In het begin van het inschakelstadium worden de meeste binnenstromende

gaten voor opslag gebruikt, omdat de recombinatieterm, q_p/τ_p, klein is als q_p laag is. Wanneer de gatenopslag de stationaire waarde benadert wordt het merendeel van de ingangsstroom voor recombinatie gebruikt, terwijl het opslagaandeel sterk terugloopt. In het gebied dicht bij $x=0$ wordt de evenwichtsconcentratie eerder benaderd dan in verder af gelegen delen. De diodespanning is via (5.3) met $p'_n(0)$ verbonden. In fig. 5.3 is u uitgezet tegen t/τ_p, op basis van een exacte oplossing van (5.1) waarop (5.3) is toegepast. Hieruit

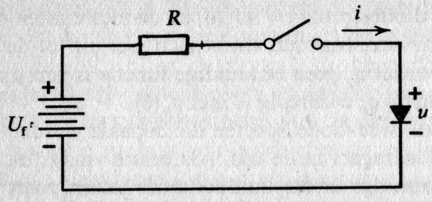


Fig. 5.1. De schakeling welke als uitgangspunt voor de bespreking van de inschakelverschijnselen van een diode dient.

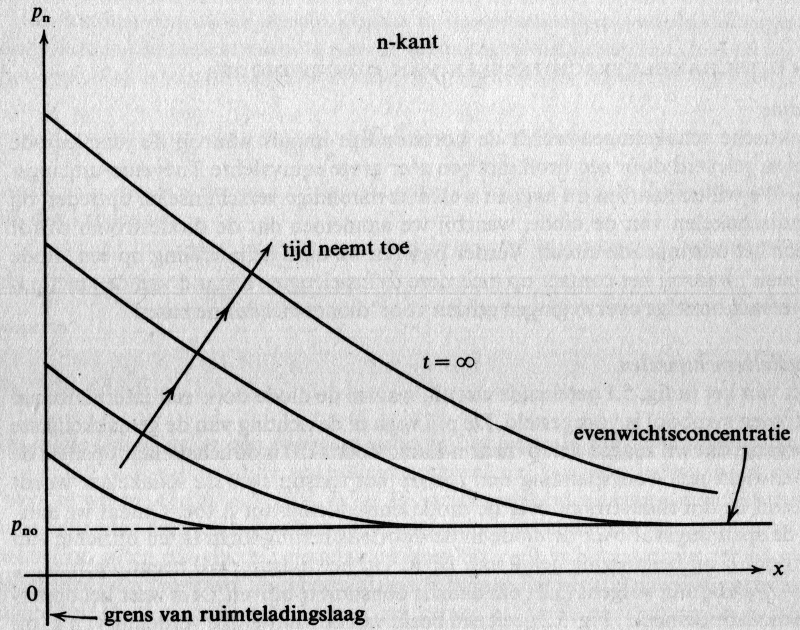


Fig. 5.2. De gatenverdeling in het n-gebied van een diode gedurende de overgang na het aanleggen van een constante stroom in de doorlaatrichting.

blijkt dat er aanvankelijk een snelle stijging van u over het grootste deel van de uitslag optreedt, gevolgd door een veel langzamere nadering tot het evenwichtsniveau gedurende de tijd dat de verder van $x=0$ af gelegen gebieden naar de uiteindelijke waarden van de overmaat-concentratie toe gaan.

Hierboven zijn de inschakelverschijnselen besproken in termen van de minderheidsdragers, de gaten, maar daarnaast doen zich ook elektronstromen voor. De stroom in de aansluiting op het n-gebied wordt gevormd door elektronen die naar binnen vloeien om recombinatiemateriaal te leveren, terwijl een ander deel van de elektronen nodig is om de lading van de toegenomen gatenopslag te neutraliseren.

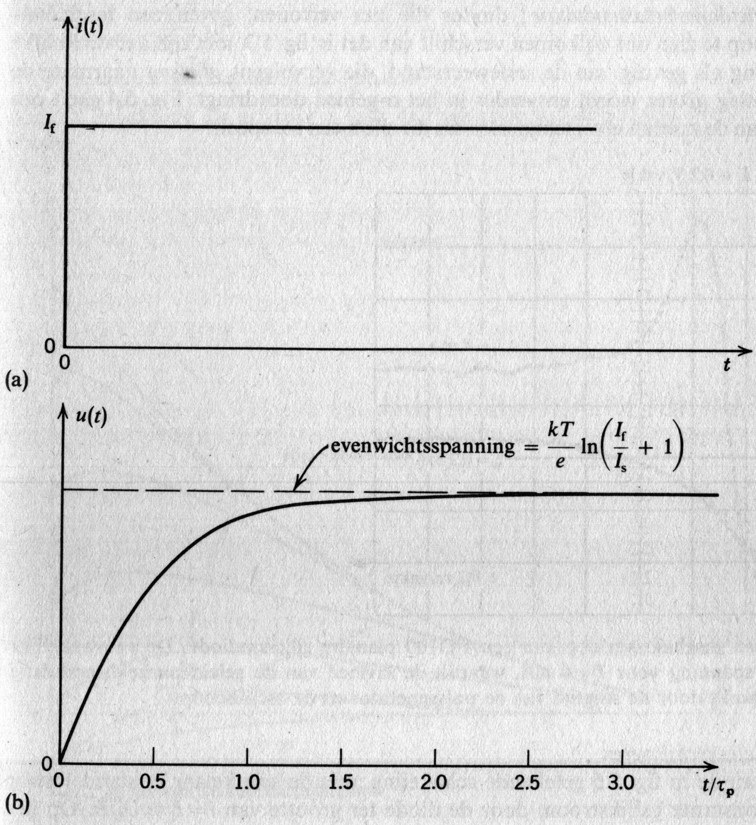


Fig. 5.3. Het inschakelgedrag van een ideale junctiediode: a. aangelegde stroom; b. spanningsverloop.

Men dient wel te bedenken dat het in fig. 5.3 weergegeven spanningsverloop alleen geldt voor een ideale diode met een verwaarloosbaar kleine serieweerstand bij de betreffende stroomsterkten en bij beperkte injectie. Elke serieweerstand, R_s, resulteert in een momentele spanningsverandering met de absolute waarde $I_f R_s$, die bij de curve van fig. 5.3 opgeteld moet worden. Een belangrijker aspect is echter dat de werkpunten van diodes in de praktijk veelal zo hoog liggen dat niet meer wordt voldaan aan de onderstelling van beperkte injectie. In dergelijke diodes levert de concentratie van de overmaat-meerderheidsdragers, die toeneemt teneinde de overmaat-minderheidsdragers te compenseren, extra ladingdragers die tot de drift van meerderheidsdragers bijdragen, waardoor de serieweerstand althans ten dele wordt verlaagd bij stijgende minderheidsconcentratie. Men noemt dit verschijnsel *geleidbaarheidsmodulatie*; diodes die het vertonen, geven een inschakelspanningsverloop te zien dat volkomen verschilt van dat in fig. 5.3, met een aanvankelijke spanningsstijging als gevolg van de serieweerstand, die vervolgens *afneemt* naarmate de minderheidsopslag groter wordt en verder in het n-gebied doordringt. Fig. 5.4 geeft een typisch beeld van de inschakelverschijnselen als dit effect een rol speelt.

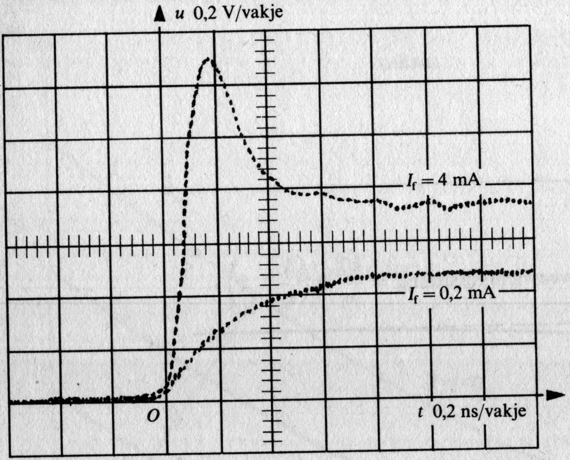


Fig. 5.4. Gemeten inschakelverloop van een FD100 planaire siliciumdiode. De aanvankelijke stijging van de spanning voor $I_f = 4$ mA, waaruit de invloed van de geleidbaarheidsmodulatie blijkt, wordt beperkt door de stijgtijd van de pulsgenerator en de oscilliscoop.

5.3.3. *Uitschakelverschijnselen*

We gaan uit van de in fig. 5.5 getekende schakeling, met de schakelaar in stand 1 voor $t < 0$, en een constante gelijkstroom door de diode ter grootte van $i = I_f \approx U_f/R$. Op het tijdstip $t = 0$ gaat de schakelaar over in stand 2. Voor grote waarden van R wordt de diodestroom weer door het circuit beperkt, en wel tot bijna $-U_r/R$. Er geldt dan

$$i = \begin{cases} I_f \approx \quad U_f/R & t<0 \\ -I_r \approx -U_r/R & t \geqslant 0 \end{cases} \tag{5.7}$$

Aangezien de diode voor $t<0$ in een stationaire situatie verkeert met $i=I_f$, daalt de verdeling van de overmaat-gaten in de x-richting exponentieel van een waarde $I_f L_p/eAD_p$ bij $x=0$, zoals in de bovenste curve van fig. 5.6 te zien is. Op het tijdstip $t=0$ keert de diode-

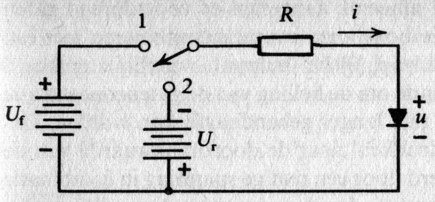


Fig. 5.5. Schakeling die gebruikt is voor de bespreking van de uitschakelverschijnselen van een diode.

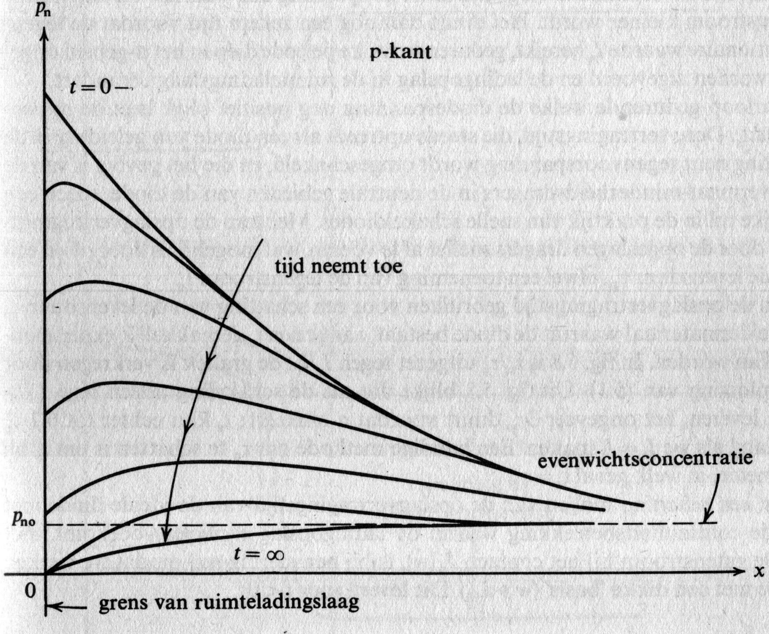


Fig. 5.6. De gatenverdelingen in het n-gebied van een diode gedurende het uitschakelen, kort na het aanleggen van een tegenstroom.

stroom om en wordt $-I_r$. De enige ogenblikkelijke verandering die hierbij optreedt, is een omkering van $\partial p'_n/\partial x$ op $x=0$ van $-I_f/eAD_p$ in I_r/eAD_p. De tegenstroom over de junctie wordt gevormd door gaten die aan het n-gebied worden onttrokken en naar het p-gebied vloeien. Aanvankelijk kan er weinig verandering optreden in $p'_n(0)$, en daarmee in u. De diode behoudt zijn doorlaatvoorspanning, ook al is de stroom omgekeerd. Fig. 5.6 geeft een beeld van het p_n-verloop in de tijd. De helling van de gatenconcentratie bij $x=0$ blijft steeds gelijk, terwijl de gatenconcentratie zelf overal afneemt, aangezien er voortdurend gaten via de junctie worden onttrokken en omdat ze bovendien overal recombineren met een snelheid p'_n/τ_p. Op een gegeven ogenblik bereikt $p'_n(0)$ het nulpunt, waarbij u omkeert. Enige tijd later wordt de gatenopslag onvoldoende om de helling van de gatenconcentratie I_r/eAD_p bij $x=0$ in stand te houden, zodat I_r niet langer gehandhaafd kan worden. Een echte stroombron voor I_r zou dan $-u$ 'doordrukken' naar de doorbraakwaarde van de junctie. Wordt de stroom zoals in fig. 5.5 geleverd door een matige spanning in combinatie met een inwendige weerstand, dan levert de bron minder stroom naarmate $-u$ stijgt. Fig. 5.7 geeft een beeld van het verloop van i en u bij het uitschakelen als I_r wordt geleverd door een spanningsbron waarvan de eigen spanning lager is dan de diodedoorbraakspanning, in combinatie met een weerstand. Na enige tijd keert de spanning om, waarna $-u$ stijgt naarmate de tegenstroom kleiner wordt. Het duurt dan nog een zekere tijd voordat de tegenstroom de stationaire waarde I_s bereikt, gedurende welke periode diep in het n-gebied opgeslagen gaten worden afgevoerd en de ladingopslag in de ruimteladingslaag verandert.

Het tijdsverloop gedurende welke de diodespanning nog positief blijft heet de *opslagvertragingstijd* t_s. Deze vertragingstijd, die steeds optreedt als een diode van geleiding in de doorlaatrichting naar tegenvoorspanning wordt omgeschakeld, en die het gevolg is van de opslag van overmaat-minderheidsdragers in de neutrale gebieden van de diode, speelt een zeer belangrijke rol in de praktijk van snelle schakeldiodes. Men kan de opslagvertragingstijd bekorten door de opgeslagen dragers sneller af te voeren, wat mogelijk is door ofwel een reductie van de levensduur τ_p, ofwel een toeneming van de tegenstroom I_r.

We kunnen de opslagvertragingstijd gebruiken voor een schatting van de levensduur τ_p in het halfgeleidermateriaal waaruit de diode bestaat, aangezien t_s gemakkelijk experimenteel bepaald kan worden. In fig. 5.8 is t_s/τ_p uitgezet tegen I_r/I_f; de grafiek is verkregen door een exacte oplossing van (5.1). Uit fig. 5.8 blijkt dat als de schakeling alleen lage I_r/I_f-waarden kan leveren, het ongeveer $3\tau_p$ duurt voordat u omkeert; t_s kan echter tot 0,2 τ_p worden verlaagd als we $I_r = I_f$ maken. Een handige methode om τ_p te schatten is om t_s bij $I_r/I_f = 0{,}2$ te meten, in welk geval $t_s = \tau_p$.

We kunnen een *schatting* maken van de opslagvertragingstijd van de ideale diode met behulp van de continuïteitsbetrekking waarin de ladingopslag expliciet voorkomt, met name (5.5). De gatenstroom bij het contact, $J_p(w)$, is bij benadering nul omdat we werken met een diode met een dikke 'basis' ($w \gg L_n$). Dit levert voor $t<0$:

$$I_f = AJ_p(0) = \frac{q_{pf}}{\tau_p} \tag{5.8}$$

terwijl voor $0 \leqslant t < t_s$ geldt:

$$-I_r = AJ_p(0) = \frac{dq_p}{dt} + \frac{q_p}{\tau_p} \tag{5.9}$$

De algemene oplossing van deze gewone lineaire differentiaalvergelijking in q_h is:

$$q_h(t) = -I_r\tau_p + Ce^{-t/\tau_p} \tag{5.10}$$

waarin C een integratieconstante is. Voor $t=0$ moet q_p gelijk zijn aan q_{pf}, zie (5.8), omdat de opgeslagen lading niet ogenblikkelijk kan veranderen.

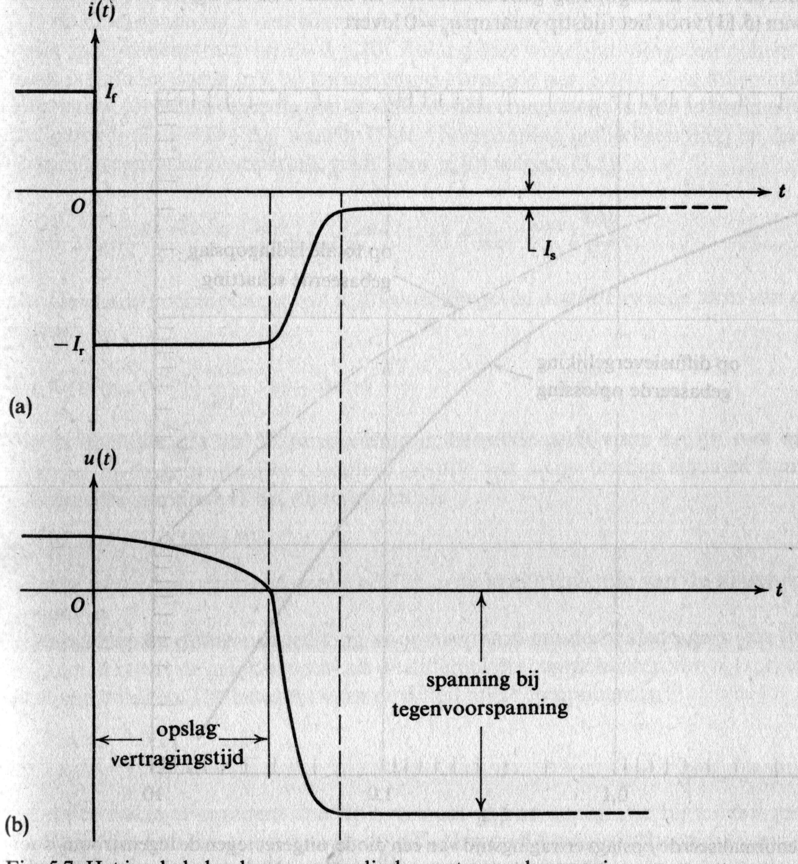


Fig. 5.7. Het inschakelverloop van een diode: a. stroom; b. spanning.

Hierdoor kunnen we C vinden:

$$q_p(t) = \tau_p\left[-I_r + (I_f + I_r)e^{-t/\tau_p}\right] \tag{5.11}$$

Als de ladingopslag slechts zeer langzaam verandert, zou het verloop van de overmaat minderheidsdragers de vorm aannemen van een opeenvolging van stationaire toestanden, te weten exponenten van e in x. Verder zou de diodespanning van teken omkeren als $q_p = 0$, want onder stationaire omstandigheden geldt $q_p = 0$ als $p'_n(0) = 0$. We kunnen de opslagvertragingstijd schatten door de tijd te bepalen dat $q_p(t)$, gegeven door (5.11), gelijk wordt aan nul. De aldus verkregen tijd is groter dan de feitelijke opslagtijd omdat de diode al omslaat vóórdat alle ladingopslag geneutraliseerd is, zoals ook in fig. 5.6 te zien is. De oplossing van (5.11) voor het tijdstip waarop $q_p = 0$ levert:

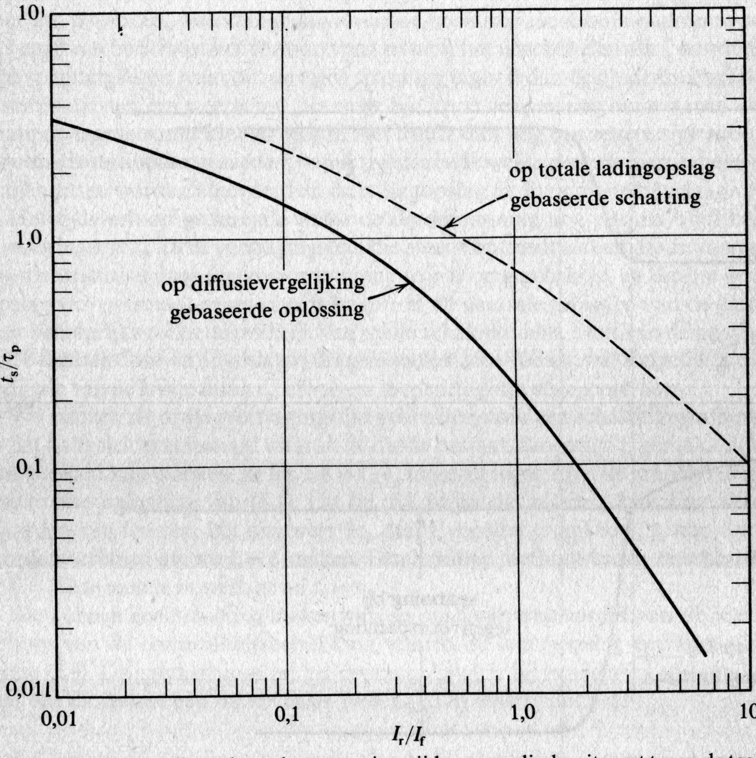


Fig. 5.8. Genormaliseerde opslagvertragingstijd van een diode, uitgezet tegen de tegenstroom/doorlaatstroomverhouding (asymmetrisch gedoopte junctie met $N_{Ap} \gg N_{Dn}$).

$$t_s = \tau_p \ln\left(1 + \frac{I_f}{I_r}\right) \tag{5.12}$$

Dit benaderende resultaat is in fig. 5.8 ter vergelijking met de nauwkeurige oplossing weergegeven door een onderbroken lijn.

5.4. DE RESPONSIE VAN DE JUNCTIEDIODE OP KLEINE, SINUSVORMIGE IMPULSEN

Als de diodespanning u een wisselstroomcomponent bevat, geldt hetzelfde voor de overmaat-gatenconcentratie bij $x=0$, $p_n'(0)$. Zolang deze wisselspanningscomponent voldoende klein is (minder dan 5 mV bij kamertemperatuur, zie par. 3.4.4), is de differentiële component van $p_n'(0)$ rechtevenredig met de differentiële component van de spanning. Nauwkeuriger gezegd, als $u = U + \Delta u$, waarin U de voorspanning (gelijkspanning) en Δu de wisselspanningscomponent voorstelt, geldt voor $p_n'(0)$ volgens (5.3):

$$p_n'(0) = p_{no}[e^{e(U+\Delta U)/kT} - 1] \approx p_{no}[e^{eU/kT} - 1] + (p_{no} e^{eU/kT}) \frac{e\Delta u}{kT} \tag{5.13}$$

De wisselstroomcomponent van $p_n'(0)$ wordt gegeven door de tweede term van deze vergelijking:

$$\Delta p_n'(0) \approx (p_{no} e^{eU/kT}) \frac{e\Delta u}{kT} \quad \text{als} \quad \Delta u \ll \frac{kT}{e} \tag{5.14}$$

Het is duidelijk dat als Δu sinusvormig is, hetzelfde geldt voor $\Delta p_n'(0)$, met dezelfde frequentie. In de gebruikelijke complexe notatie van sinusvormige signalen kunnen we de differentiële component $\Delta p_n'(0)$ schrijven als

$$\Delta p_n'(0, t) = \mathrm{Re}[\Delta P(0) e^{j\omega t}] \tag{5.15}$$

waarin $\Delta P(0)$ een complexe amplitude en ω de hoekfrequentie van de sinusvormige component is.

Aangezien de diffusievergelijking voor overmaat-minderheidsdragers [zie (5.1)] *lineair* is, moeten zowel de gelijkstroom- als de differentiële componenten van $p_n'(x, t)$ er stuk voor stuk aan voldoen. Dit betekent voor de differentiële componenten:

$$D_p \frac{\partial^2 \Delta p_n'}{\partial x^2} = \frac{\partial \Delta p_n'}{\partial t} + \frac{\Delta p_n'}{\tau_p} \tag{5.16}$$

De differentiële component van de overmaat-gatenconcentratie bij $x=0$ is sinusvormig. Vanwege het lineaire karakter van de diffusievergelijking geldt het sinusvormige verloop voor *alle* waarden van x, dus:

$$\Delta p_n'(x, t) = \mathrm{Re}[\Delta P(x)\mathrm{e}^{j\omega t}] \tag{5.17}$$

De absolute grootte en fase van $\Delta p_n'$ zijn functies van x, zodat de complexe amplitude $\Delta P(x)$ van de positie afhangt. Dit gebruik van een plaatsafhankelijke complexe amplitude om een functie van plaats en tijd voor te stellen waarvan het verloop sinusvormig is, is volkomen analoog aan de gebruikelijke complexe notatie in de netwerktheorie. Het gaat ons hierbij om de complexe amplitude op alle plaatsen, aangeduid met $\Delta P(x)$, in plaats van de complexe amplitude van een beperkt aantal spanningen en stromen tussen verschillende punten van het netwerk.

Als we nu de behandeling van het reële deel voorlopig uitstellen en $\Delta P(x)\mathrm{e}^{j\omega t}$ in (5.16) substitueren levert dit:

$$D_p \frac{d^2 \Delta P(x)}{dx^2} \mathrm{e}^{j\omega t} = \left(j\omega + \frac{1}{\tau_p} \right) \Delta P(x) \mathrm{e}^{j\omega t} \tag{5.18}$$

De *gewone* differentiaalvergelijking die de complexe amplitude $\Delta P(x)$ bepaalt, wordt dan:

$$D_p \tau_h \frac{d^2 \Delta P}{dx^2} = (1 + j\omega\tau_h)\Delta P \tag{5.19}$$

Deze diffusievergelijking voor wisselstroom vertoont de interessante eigenschap dat zij van dezelfde vorm wordt als die voor gelijkstroom (verg. 3.7), als we de diffusielengte $L_p = (D_p \tau_p)^{\frac{1}{2}}$ vervangen door een wisselstroom-diffusielengte Λ_p, gegeven door:

$$\Lambda_p \equiv \frac{L_p}{(1 + j\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}}} \tag{5.20}$$

We mogen (5.19) dus schrijven als:

$$\Lambda_p^2 \frac{d^2 \Delta P}{dx^2} = \Delta P \tag{5.21}$$

hetgeen een oplossing heeft van de vorm:

$$\Delta P(x) = C_1 \mathrm{e}^{-x/\Lambda_p} + C_2 \mathrm{e}^{+x/\Lambda_p} \tag{5.22}$$

Als we nu de reciproke van de wisselstroom-diffusielengte schrijven als:

$$1/\Lambda_p = a + jb \tag{5.23}$$

krijgt de complexe amplitude de vorm:

$$\Delta P(x) = C_1 \mathrm{e}^{-ax - jbx} + C_2 \mathrm{e}^{+ax + jbx} \tag{5.24}$$

Uit dit resultaat blijkt dat de *absolute waarde* van de complexe amplitude van de wisselstroomcomponent der overmaat-gatenconcentratie een functie is van e^x, terwijl de karakteristieke lengte wordt bepaald door het reële deel van $1/\Lambda_p$. De *fase* van ΔP hangt lineair af van x, met een faseconstante die bepaald wordt door het imaginaire deel van $1/\Lambda_p$. Het

reële en het imaginaire deel van $1/\Lambda_p$ nemen beide toe met ω. Als gevolg hiervan neemt de wisselstroomcomponent van p_n' bij hoge frequenties sneller af met toenemende x dan bij lage frequenties. Als $\omega \gg 1/\tau_p$ geldt voor de complexe diffusielengte Λ_p bij benadering

$$\Lambda_p \approx (D_p/j\omega)^{\frac{1}{2}} \quad \text{als} \quad \omega \gg 1/\tau_p \tag{5.25}$$

Het reële deel van $1/\Lambda_p$ wordt dan bij benadering $(\omega/2D_p)^{\frac{1}{2}}$, zodat de karakteristieke lengte die het exponentiële verloop van de waarde van $P(x)$ bepaalt dan $(2D_p/\omega)^{\frac{1}{2}}$ wordt, *hetgeen onafhankelijk is van de levensduur* τ_p. Dit betekent dat de grootte van de wisselstroomcomponent van de overmaat-gatenconcentratie bij hoogfrequente impulsen exponentieel met x afneemt, en wel met een snelheid die niet afhangt van het recombinatieproces en veel groter is dan die welke bepaald wordt door de diffusielengte L_p.

Men kan zich de fysische aspecten die hieraan ten grondslag liggen, voorstellen door uit te gaan van de diffusie van wisselstroomverstoringen binnen de neutrale diodegebieden. Hebben deze een hoge frequentie, dan wordt de toeneming van de overmaat-concentratie bij $x=0$ zeer snel gevolgd door een afneming ervan. Dit veroorzaakt zeer steile plaatselijke concentratiegradiënten, waarbij de toppen en dalen in de wisselstroomcomponent van p_n' de neiging hebben om door diffusie te vervagen in de tijd dat ze van de junctie af diffunderen. Door deze egalisering van het wisselstroomaandeel van p_n' neemt de verstoring af met een snelheid die veel groter is dan met het recombinatieverschijnsel overeenkomt. Bij voldoende hoge frequenties wordt de afneming zelfs onafhankelijk van de levensduur, omdat de gatenstroom ten gevolge van veranderingen in de opslag van overmaat-dragers voor elke x-waarde veel groter is dan het aandeel van de wisselstroomcomponent die de recombinatie van opgeslagen gaten moet compenseren.

De bovenstaande analyse kan gebruikt worden om de admittantie van de junctiediode voor kleine wisselstroomsignalen te berekenen. In dit boek echter zullen we haar in de eerste plaats gebruiken als een kwalitatieve leidraad bij de behandeling van de frequentiebeperkingen van het in hoofdstuk 7 ontwikkelde transistormodel. Waar het daarbij op aan komt is dat men inziet dat de grootte van het wisselstroomaandeel in de overmaat gatenconcentratie een exponentieel gedrag vertoont met een karakteristieke lengte $(2D_p/\omega)^{\frac{1}{2}}$, die veel kleiner kan zijn dan L_p.

5.5. VERANDERINGEN VAN DE LADINGOPSLAG IN DE RUIMTELADINGSLAAG

In par. 2.4 is reeds gebleken dat de ruimteladingslaag van een junctiediode gekenmerkt is door een dipoollaag van ladingen, gevormd door onbeweeglijke doopstofionen. De grootte van de ladingen aan weerskanten van deze laag hangt af van de voorspanning. Legt men een tegenvoorspanning aan op de junctie, dan breidt de uitputtingslaag zich tot in de neutrale gebieden uit; de lading aan weerszijden van de laag neemt hierbij toe doordat ook meerderheidsdragers worden onttrokken, die onbeweeglijke doopstofionen achterlaten. Doorlaatvoorspanning heeft het tegengestelde effect. De algemene vorm van de

betrekking tussen de ladingopslag q_j aan weerskanten van de dipoollaag en de junctiespanning u is in fig. 5.9 weergegeven. De lading bij voorspanning nul is die welke kenmerkend is voor de dikte van de ruimteladingslaag in de evenwichtstoestand.

De meerderheidsstromen die gepaard gaan met veranderingen in q_j ten gevolge van u-veranderingen kunnen bij snelle spanningsfluctuaties een belangrijk deel van de totale diodestroom vormen. Het belangrijkst wordt deze component van de diodestroom in de regel bij tegenvoorspanning, omdat het effect ervan dan niet wordt gemaskeerd door stromen ten gevolge van minderheidsinjectie; ook bij doorlaatvoorspanning kan het aandeel ervan in sommige gevallen aanzienlijk zijn.

De stroom die gepaard gaat met veranderingen in q_j is:

$$i_\mathrm{j} = -\frac{\mathrm{d}q_\mathrm{j}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{d}q_\mathrm{j}}{\mathrm{d}u}\cdot\frac{\mathrm{d}u}{\mathrm{d}t} \tag{5.26}$$

Het minteken vloeit voort uit het feit dat het teken van de mobiele ladingdragers die de ladingverandering verzorgen, tegengesteld is aan dat van de onbeweeglijke ladingen die de dipoollaag vormen. Aan de p-kant van de ruimteladingslaag wordt de stroom i_j veroorzaakt door de verplaatsing van gaten (meerderheidsdragers), en aan de n-kant door een stroom van elektronen (eveneens meerderheidsdragers). In het midden van de ruimteladingslaag doet zich geen netto-ladingtransport voor, i_j is daar een verschuivingsstroom.

Als de junctiespanning u bestaat uit een voorspanning U plus een gesuperponeerde differentiële component Δu, kan de stroom i_j aan de diodeaansluitingen (mits deze laatste component voldoende klein is) worden beschreven door middel van een differentiële ruimteladingscapaciteit C_j, gegeven door:

$$C_\mathrm{j} \equiv -\mathrm{d}q_\mathrm{j}/\mathrm{d}u \tag{5.27}$$

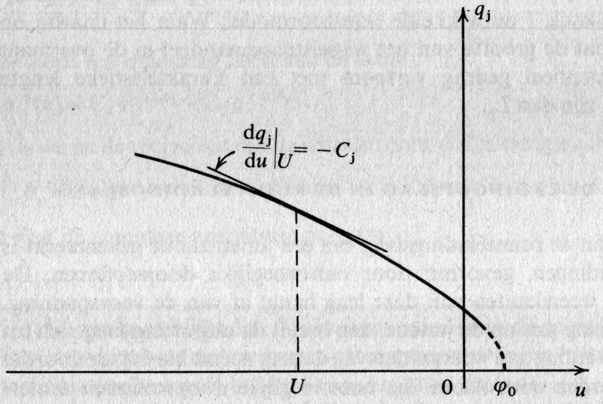


Fig. 5.9. Lading in de ruimteladingslaag uitgezet tegen de junctiespanning.

Deze capaciteit, die evenredig is met de helling van de lading-spanningscurve op het voorspanningspunt U (zie fig. 5.9) hangt uiteraard af van de voorspanning.

De waarde ervan is gemakkelijk te berekenen als men op de ruimteladingslaag de leeggelopen-laagbenadering uit par. 2.4.2 mag toepassen. Dit model is voor alle diodes verantwoord in het geval van tegenvoorspanning, en voor enkele sterk gedoopte uitvoeringen ook bij voorspanning nul. Dit komt goed uit aangezien de capaciteit van de ruimteladingslaag doorgaans het minst belangrijk is bij doorlaatvoorspanning, omdat de diodestroom dan overheerst wordt door de geïnjecteerde stromen minderheidsdragers. Met behulp van het leeggelopen-laagmodel vinden we voor de grootte van de lading aan weerskanten van de uitputtingslaag van een *abrupte* junctie volgens (2.13a) en (2.14):

$$q_j = eAl_n N_{Dn} = eAl_p N_{Ap} = A\left[2e\varepsilon_d \frac{(\varphi_0 - u)}{(1/N_{Dn} + 1/N_{Ap})}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{5.28}$$

Deze lading is in fig. 5.10 in beeld gebracht. De capaciteit van de ruimtelading is

$$C_j = -\frac{dq_j}{du} = \frac{A}{2}\left[\frac{2e\varepsilon_d}{(\varphi_0 - U)(1/N_{Ap} + 1/N_{Dn})}\right]^{\frac{1}{2}} \tag{5.29}$$

(Als de capaciteit van de ruimteladingslaag op deze wijze wordt berekend spreekt men dikwijls van de *capaciteit van de uitputtingslaag*.) Hieruit blijkt dat als de aangelegde tegenvoorspanning groot is ten opzichte van de contactpotentiaal, de capaciteit een functie is van $(-U)^{-\frac{1}{2}}$.

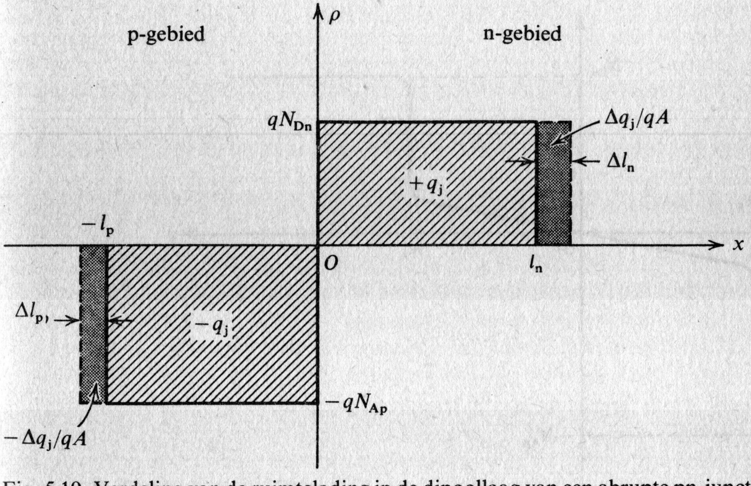


Fig. 5.10. Verdeling van de ruimtelading in de dipoollaag van een abrupte pn-junctie (gebaseerd op de leeggelopen-laagbenadering).

Fysisch kan men het zo opvatten: als de tegenvoorspanning $-U$ met $-\Delta u$ wordt opgevoerd, nemen l_n en l_p beide toe en aan de uitputtingslaag wordt een hoeveelheid lading $eAN_{Dn}\Delta l_n = eAN_{Ap}\Delta l_p$ toegevoegd, zoals ook in fig. 5.10 te zien is. Deze toeneming van de lading in de uitputtingslaag is het resultaat van de onttrekking van een gelijke hoeveelheid lading aan beweeglijke meerderheidsdragers die zich in de gebieden $A\Delta l_n$ en $A\Delta l_p$ bevonden vóórdat $-\Delta u$ werd aangelegd. Bij een kleine spanningsvariatie is de ladingsverandering geheel beperkt tot de *grens* van de uitputtingslaag. Dit houdt in dat de capaciteit van de ruimteladingslaag dan precies overeenkomt met die van een condensator met parallelle platen met oppervlak A, onderlinge afstand $(l_n + l_p)$, en diëlektrische permittiviteit ε_j:

$$C_j = \frac{\varepsilon_d A}{l_n + l_p} \tag{5.30}$$

Dit resultaat wordt bevestigd door substitutie van (2.13a) in (5.30), wat weer (5.29) levert.

Het verband tussen de capaciteit van de ruimteladingslaag en de junctiespanning kan gemodificeerd worden door de doopstoffenverdeling te veranderen. Fig. 5.11 geeft een beeld van een doopstoffenverdeling die de capaciteit van de ruimteladingslaag betrekkelijk onafhankelijk maakt van de tegenvoorspanning. Bij een bepaalde, kleine tegenvoorspanning zijn alle beweeglijke ladingdragers aan het licht gedoopte gebied tussen $-w_p$ en w_n onttrokken. Voor de verdere penetratie van de ruimteladingslaag in het zwaarder gedoopte materiaal is een vrij aanzienlijke verhoging van de tegenvoorspanning vereist.

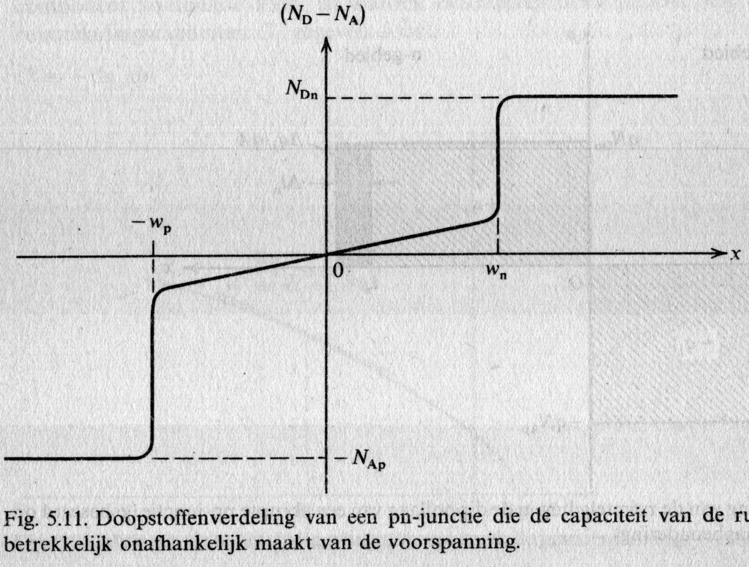


Fig. 5.11. Doopstoffenverdeling van een pn-junctie die de capaciteit van de ruimteladingslaag betrekkelijk onafhankelijk maakt van de voorspanning.

Het junctiegedrag vertoont dan een grote overeenkomst met dat van een echte condensator met parallelle platen, aangezien dan over een groot spanningsbereik lading toegevoerd of onttrokken kan worden aan twee geleidende lagen met een onderlinge afstand van ca. $(w_p + w_n)$.

De ruimtelading van een junctie met lineaire doopstoffenverdeling, een uitvoering die tussen de abrupte en de in fig. 5.11 afgebeelde versie ligt, heeft een capaciteit van de vorm:

$$C_j = K(\varphi_0 - U)^{-\frac{1}{3}} \tag{5.31}$$

6. MODELLEN VAN JUNCTIEDIODES

6.1. INLEIDING

Onze behandeling van het fysische gedrag van junctiediodes is gebaseerd geweest op de verdeling van de ideale diode in een ruimteladingslaag, ingesloten tussen neutrale p- en n-gebieden. Hierbij is de continuïteitsvergelijking (3.4) in combinatie met passende randvoorwaarden toegepast om de verdeling en verplaatsing van overmaat-minderheidsdragers te beschrijven als continue functies van ruimte en tijd.

Deze continue benadering van het diodegedrag is betrekkelijk gemakkelijk toe te passen onder niet of slechts langzaam veranderende omstandigheden, zoals in hfdst. 3, omdat de *partiële* differentiaalvergelijking van het continuïteitsbeginsel dan overgaat in een *gewone* differentiaalvergelijking. Veel moeilijker is het om de continue behandeling uit te breiden tot situaties waarbij snelle veranderingen optreden, zoals ook gedemonstreerd wordt door de in hfdst. 5 vermelde beslissing om niet in te gaan op een gedetailleerde oplossing van de continuïteitsvergelijking onder deze omstandigheden.

De vraag doet zich nu voor of er benaderingen mogelijk zijn die de voornaamste kenmerken van de diodefysica recht doen en een bruikbare en redelijk nauwkeurige beschrijving van het diodegedrag leveren, maar daarbij wel de mathematische oplossing van de partiële differentiaalvergelijkingen vereenvoudigen. Het ligt hierbij voor de hand om te menen dat het vraagstuk eenvoudiger wordt als we volstaan met het nagaan van de dragerconcentraties op een beperkt aantal geselecteerde plaatsen in de neutrale gebieden, in plaats van op elk punt binnen die gebieden. Een analoge situatie doet zich voor bij het gebruik van geconcentreerde ('lumped') parameters in de elektromagnetische-veldtheorie om de onderlinge relatie van weerstanden, zelfinducties en condensatoren in een elektrisch netwerk te karakteriseren. Ook in dat geval kan men door genoegen te nemen met de potentiaalwaarden van enkele welgekozen knooppunten, in plaats van een volledige beschrijving van de elektrische en magnetische velden, een enorme vereenvoudiging van de wiskundige analyse van het systeem bereiken.

We zullen nu aantonen dat analoge *geconcentreerde modellen* ('lumped models') voor de verdeling en verplaatsing van ladingdragers in halfgeleiders ontwikkeld kunnen worden, welke de beantwoording van vragen aangaande het diodegedrag veel gemakkelijker maken dan aan de hand van de continuïteitsvergelijkingen mogelijk is. Deze opzet en methodiek kan overigens ook op allerlei andere fysische situaties worden toegepast, waarin een geconcentreerde behandeling van het systeem het mogelijk maakt om een partiële differentiaalvergelijking door een stelsel gewone differentiaalvergelijkingen te vervangen.

6.2.1. *Inleiding*

Precies als in hfdst. 5 gaan we weer uit van een asymmetrisch gedoopte eendimensionale ideale diode, waarin de stroom die de ruimteladingslaag oversteekt bijna geheel voor rekening komt van gaten die naar het neutrale n-gebied vloeien. We zullen om te beginnen onze aandacht richten op dit neutrale n-gebied.

6.2.2. *De verdeling en stroming van ladingdragers in het neutrale gebied*

We gaan uit van een vlak ter hoogte van x_1 in het neutrale n-gebied en passen nu de continuïteitsoverwegingen toe op het gebied dat begrensd wordt door de vlakken bij $(x_1 - \Delta x/2)$ en $(x_1 + \Delta x/2)$, zoals in fig. 6.1a is getekend. De verdeling van de overmaat-gaten is weergegeven voor twee tijdstippen, t_1 en t_2, met een onderling tijdsverschil $\Delta t = t_2 - t_1$.

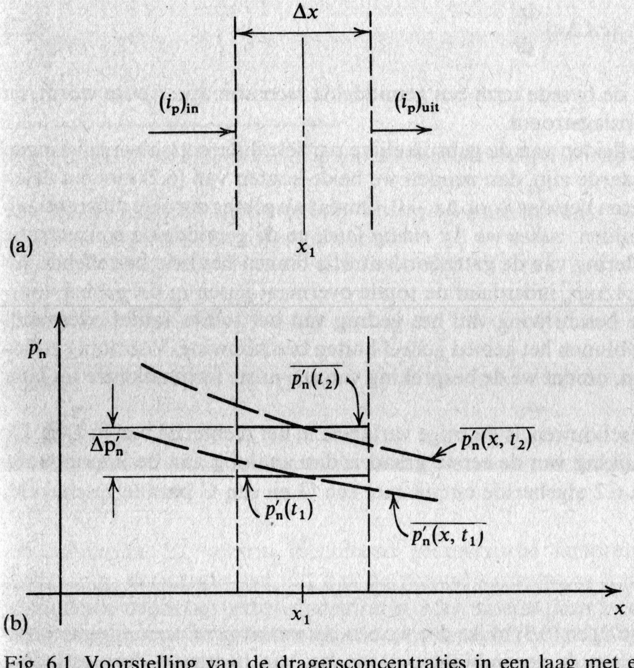


Fig. 6.1. Voorstelling van de dragersconcentraties in een laag met eindige dikte: a. fysische opbouw; b. overmaat-dragersconcentraties.

De continuïteitsvergelijking stelt dat gaten die in de tijd Δt in het gebied ter dikte Δx stromen gebruikt worden voor één van de volgende drie dingen: 1. ze kunnen weer uit het gebied stromen; 2. ze recombineren; 3. ze worden opgeslagen. In formulevorm:

$$(i_p)_{in}\Delta t = (i_p)_{uit}\Delta t + e\left[\frac{\overline{p'_n}}{\tau_p}(A\Delta x)\right]\Delta t + e\Delta\overline{p'_n}(A\Delta x) \tag{6.1}$$

waarin $\overline{p'_n}$ de *gemiddelde* concentratie van de overmaat-gaten binnen het smalle gebied voorstelt. $\Delta p'_n$ geeft dus de verandering aan van de gemiddelde concentratie van de overmaat-gaten die in het tijdsinterval Δt optreedt, zoals in fig. 6.1b is weergegeven. Aangezien $(A\Delta x)$ de inhoud van het betreffende gebiedje voorstelt en $\overline{p'_n}/\tau_p$ de recombinatiesnelheid is, stelt de tweede term in het rechterlid de totale recombinatielading in de tijd Δt voor. De derde term in het rechterlid is de totale verandering in de gatenopslag. Door de termen bijeen te nemen, beide kanten van (6.1) door Δt te delen en de limiet te nemen voor $\Delta t \rightarrow 0$ krijgen we:

$$(i_p)_{in} - (i_p)_{uit} = \left(\frac{eA\Delta x}{\tau_p}\right)\overline{p'_n} + (eA\Delta x)\frac{d\overline{p'_n}}{dt} \tag{6.2}$$

Deze limiet leidt ertoe dat de tweede term een gemiddelde recombinatiestroom wordt, en de derde een gemiddelde opslagstroom.

Zou nu onze opzet het afleiden van de gebruikelijke partiële differentiaalvergelijkingen van de continuïteitsvoorwaarde zijn, dan zouden we beide kanten van (6.2) moeten delen door $A\Delta x$ en de limiet moeten bepalen voor $\Delta x \rightarrow 0$. Omdat we echter partiële differentiaalvergelijkingen willen vermijden, *zullen we Δx eindig laten* en de gemiddelde concentratie $\overline{p'_n}$ als een bruikbare benadering van de gatenconcentratie binnen het hele betreffende gebied opvatten. Aangezien $A\Delta x\overline{p'_n}$ inderdaad de totale overmaat-gaten in dit gebied voorstelt, levert (6.2) een juiste beschrijving van het gedrag van het totale aantal overmaatgaten, al blijft de verdeling binnen het gebied geheel buiten beschouwing. Voorlopig zullen we Δx niet nader preciseren, omdat we de bespreking van een juiste formaatkeuze tot later uit willen stellen.

Als we nu Δx als vast beschouwen, is de enige variabele in het rechterlid van (6.2) $\overline{p'_n}$. De lineaire differentiaalvergelijking van de eerste graad is dan analoog aan de knooppuntsvergelijking van het in fig. 6.2 afgebeelde circuit met een G en een C parallelgeschakeld, te weten:

$$i_{in} - i_{uit} = Gu + C\frac{du}{dt} \tag{6.3}$$

Uit de overeenkomst van (6.2) en (6.3) blijkt dat we een *geconcentreerd vervangingsschema* (model) mogen gebruiken om de recombinatie en opslag van overmaat-dragers in het halfgeleidergebiedje voor te stellen. De *GC*-schakeling van fig. 6.2 kan zelfs worden ge-

bruikt om een geschikte verhouding tussen p'_n en u te kiezen en de numerieke waarden van G en C te bepalen. In plaats van direct te werken met de schakeling van fig. 6.2 geven we er echter de voorkeur aan om een geconcentreerd model voor (6.2) in te voeren waarin $\overline{p'_n}$ expliciet als knooppuntsvariabele voorkomt. Bij dit model maken we voor de voorstelling van recombinatie en opslag gebruik van andere symbolen dan G en C. De toepassing hiervan kan in het begin wat verwarrend werken, maar ze bieden het voordeel ons eraan te herinneren dat we werken met het gedrag van overmaat-ladingdragers in een halfgeleider, en *niet* met stromen en spanningen in een GC-netwerk. Verder voorkomen ze ernstige verwarringen die later zouden optreden, wanneer we geconcentreerde modellen van diodes en transistors in elektrische netwerken met weerstanden en condensatoren gaan opnemen.

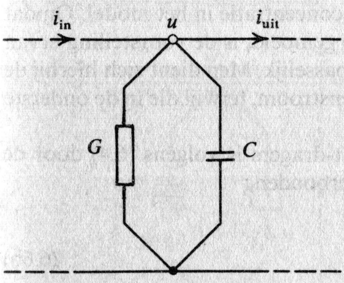


Fig. 6.2. Een RC-analogon van de geconcentreerde continuïteitsvergelijking.

Om nu de continuïteitsbetrekking op ons geconcentreerde model te kunnen toepassen schrijven we (6.2) in de volgende vorm:

$$(i_p)_{in} - (i_p)_{uit} = H_c\overline{p'_n} + S\,\frac{d\overline{p'_n}}{dt} \qquad (6.4)$$

waarin:

$$H_c = \frac{eA\Delta x}{\tau_p}$$

$$S = eA\Delta x$$

De coëfficiënt H_c, waarin uitsluitend geometrische factoren en materiaalparameters vervat zijn, benadrukt het feit dat de *recombinatiestroom* lineair afhankelijk is van de gemiddelde overmaat-gatenconcentratie. Men noemt deze factor een *combinantie*; hij is het analogon van de geleidbaarheid (conductantie) in de GC-schakeling. Ook de coëfficiënt S hangt uitsluitend van geometrische factoren en materiaalconstanten af. S legt de nadruk op het feit dat de *opslagstroom* lineair afhangt van de snelheid waarmee de over-

maat-gatenconcentratie verandert, men noemt het een *storantie*; het begrip komt overeen met de capaciteit in de GC-kring.

Een schematische voorstelling van het gedrag van de minderheidsdragers in het model krijgt men door symbolen voor de recombinatie- en opslageffecten te definiëren. Uit (6.4) blijkt dat de stroom ten gevolge van de recombinatie van overmaat-gaten met overmaat-elektronen het volgende verband met de gemiddelde overmaat-concentratie vertoont:

$$i_{pr} = H_c \overline{p'_n} \qquad (6.6a)$$

Fig. 6.3a geeft een voorstelling van de combinantie H_c door middel van een geconcentreerd element met twee aansluitingen; de stroom hierin hangt alleen af van de variabele bij de bovenste klem, te weten de gemiddelde overmaat-gatenconcentratie in het model. Omdat met de recombinatie evenveel gaten als elektronen zijn gemoeid, is de voorstelling ervan door een element met twee aansluitingen volkomen toepasselijk. Men dient zich hierbij de stroom in de bovenste aansluiting te denken als een gatenstroom, terwijl die in de onderste aansluiting even groot is maar uit elektronen bestaat.

De stroom ten gevolge van de opslag van overmaat-dragers is volgens (6.4) door de volgende vergelijking met de overmaat-concentratie verbonden:

$$i_{ps} = S \frac{d\overline{p'_n}}{dt} \qquad (6.6b)$$

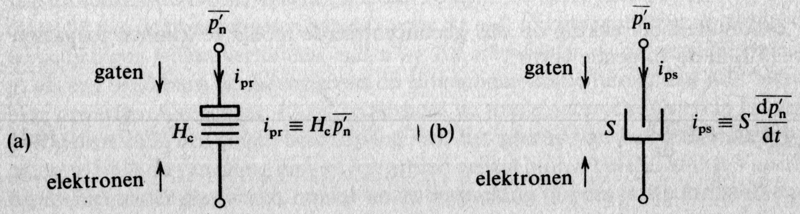


Fig. 6.3. Fundamentele geconcentreerde elementen: a. het combinantie-element; b. het storantie-element.

De symbolische voorstelling van de storantie S is in fig. 6.3b weergegeven. De opslagstroom hangt af van de snelheid waarmee de variabele bij de bovenste klem verandert. Het tweepolige karakter van het element legt hier de nadruk op het feit dat ladingdragersopslag de gelijktijdige verhoging van zowel gaten- als elektronenconcentraties inhoudt. De totale ladingopslag q_p in S is de tijdsintegraal van de opslagstroom i_{ps}, dus:

$$q_p = \int i_{ps} \, dt \qquad (6.7a)$$

zodat:

$$q_p = S\overline{p'_n} \tag{6.7b}$$

De symbolen voor de combinantie- en storantie-elementen hebben twee polen maar zijn niet symmetrisch, om ons eraan te herinneren dat de stroom die door het element vloeit uitsluitend afhangt van de gemiddelde concentratie *aan één pool.* We hebben de variabele aan de tegenovergestelde kant zelfs nog niet eens gedefinieerd. De stroom in de aansluiting naar de sturende pool wordt veroorzaakt door de verplaatsing van minderheidsdragers, terwijl de stroom in de andere aansluiting uit meerderheidsdragers bestaat.

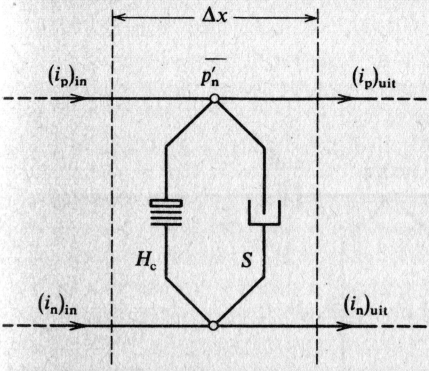


Fig. 6.4. Schematische voorstelling van de continuïteitsvergelijking voor een enkele sectie.

We kunnen deze geconcentreerde elementen combineren tot een kring die een volledig beeld geeft van de continuïteitsvoorwaarde zoals die voor de minderheidsdragers geldt, op de wijze van fig. 6.4. Vanwege het tweepolige karakter van de geconcentreerde elementen geeft het schema van fig. 6.4 bovendien de continuïteitsvoorwaarde voor de meerderheidsdragers weer, die eenvoudig een andere formulering is van de voorwaarde dat bij de onderste pool geen lading verloren mag gaan.

Nu we beschikken over een geconcentreerde voorstelling van de recombinatie en opslag van overmaat-ladingdragers in een halfgeleidergebied met een eindige dikte, moet de volgende stap bestaan uit een vergelijking voor het transport van overmaat-dragers tussen aangrenzende gebiedjes oftewel modellen (secties). Aangezien we steeds uitgaan van beperkte injectie in homogene extrinsieke halfgeleiders, geschiedt de minderheidsstroom hoofdzakelijk door diffusie en is de driftcomponent ervan volkomen verwaarloosbaar in elke situatie waarin de minderheidsstroom een vrij aanzienlijk deel van de totale stroom uitmaakt. Het gaat ons nu om de in fig. 6.5a geïllustreerde stroom van overmaat-minderheidsdragers tussen twee aangrenzende plakjes halfgeleidermateriaal. De werkelijke (continue) overmaat-gatenconcentratie op een willekeurig genomen tijdstip t_1 is door een

onderbroken lijn weergegeven, de gemiddelde overmaat-concentraties in de beide plakjes (modellen) door de getrokken lijnen. De feitelijke gatendiffusiestroom tussen de plakjes is:

$$i_p|_{x=x_p} = -eAD_p \left.\frac{\partial p'_n(x, t_1)}{\partial x}\right|_{x=x_p} \tag{6.8}$$

Als de dikten van de plakjes Δx_1 en Δx_2 voldoende klein zijn, kunnen we de gatendiffusiestroom benaderen door:

$$i_p|_{x=x_p} = -eAD_p \frac{\overline{p'_n}(x_2) - \overline{p'_n}(x_1)}{\Delta x_{21}} \tag{6.9}$$

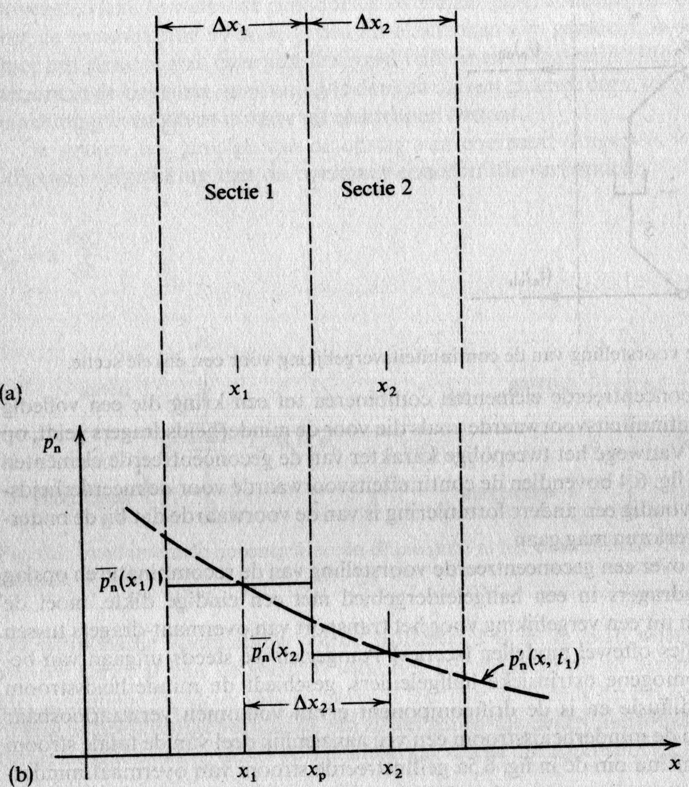


Fig. 6.5. Geconcentreerde voorstelling van dragerconcentraties in twee aangrenzende parten (secties): a. fysische opbouw; b. overmaat-dragerconcentraties.

waarin $\Delta x_{21} = x_2 - x_1$ de afstand is tussen de middens van de beide plakjes. Deze benadering van de diffusiestroom is nauwkeurig als de dikte van de beide plakjes zo klein is dat de verdeling van de overmaat-gaten over de afstand Δx_{21} bijna lineair is.

Vatten we Δx_{21} als een constante op, dan kunnen we gatendiffusiestroom tussen de plakjes schrijven als:

$$i_p|_{x=x_p} = -H_D[\overline{p'_n}(x_2) - \overline{p'_n}(x_1)] \tag{6.10}$$

waarin:

$$H_D = \frac{eAD_p}{\Delta x_{21}} \tag{6.11}$$

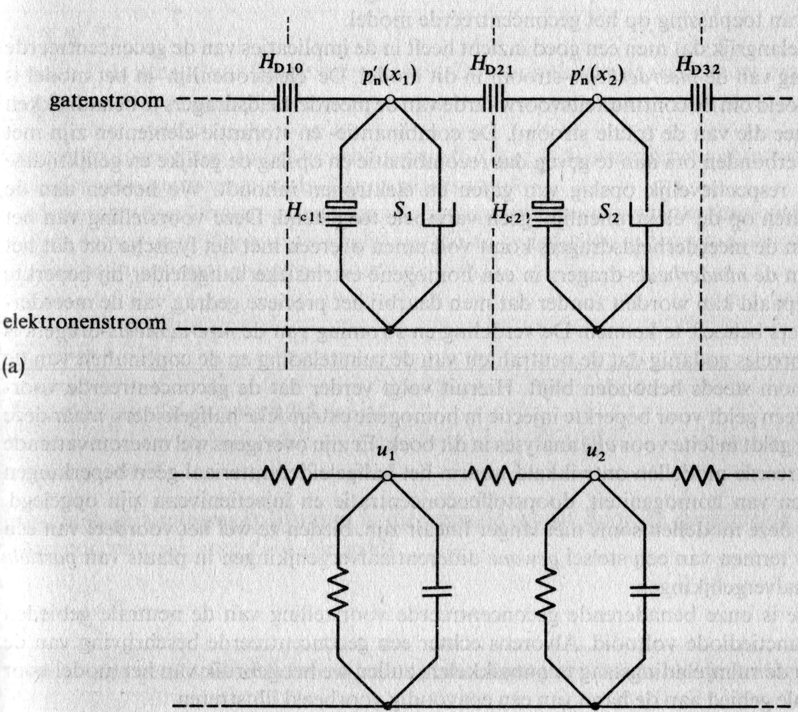


Fig. 6.6. Model van een eendimensionale halfgeleider en het *GC*-analogon ervan met meerdere secties: a. geconcentreerd model van de halfgeleider; b. vervangingsschema met *GC*-secties.

De coëfficiënt H_D, die alleen van materiaalconstanten en geometrische factoren afhangt, wordt de *diffusantie* genoemd. Aangezien $i_p|_{x=x_p}$ gelijk is aan de gatenstroom die *uit* plak 1 stroomt, en daarmee aan de gatenstroom die plak 2 *binnen*-vloeit, kunnen we (6.10), de 'geconcentreerde' benadering van de diffusiestroom, gebruiken om de plakken waaruit ons model is opgebouwd onderling te verbinden. Een dergelijke voorstelling met meerdere secties is in fig. 6.6a weergegeven. Het door (6.10) gedefinieerde diffusantie-element verschilt van de combinantie- en storantie-elementen doordat de stroom erdoor aan *beide* polen van het element een transport van minderheidsdragers voorstelt, en de stroomsterkte bovendien wordt bepaald door de gemiddelde dragersconcentraties aan *beide* polen. Om deze reden is het diffusantiesymbool dan ook symmetrisch.

Dit geconcentreerde model voor de verplaatsing en verdeling van overmaat-minderheidsdragers is equivalent aan het in fig. 6.6b afgebeelde *GC*-netwerk. De analyse van het geconcentreerde model loopt zodoende volkomen parallel aan die van het elektrische netwerk, en het intuïtieve inzicht dat men uit ervaring met het elektrische circuit bezit is evenzeer van toepassing op het geconcentreerde model.

Het is belangrijk dat men een goed inzicht heeft in de implicaties van de geconcentreerde voorstelling van de *meerderheids*-stroom in dit model. De 'elektronenlijn' in het model is alleen bedoeld om de continuïteitsvoorwaarde van de meerderheidsdragers te benadrukken (en daarmee die van de totale stroom). De combinantie- en storantie-elementen zijn met deze lijn verbonden om aan te geven dat recombinatie en opslag de gelijke en gelijktijdige eliminatie respectievelijk opslag van gaten en elektronen inhoudt. We hebben aan de knooppunten op de 'elektronenlijn' geen variabele toegekend. Deze voorstelling van het gedrag van de meerderheidsdragers komt volkomen overeen met het fysische feit dat het gedrag van de *minderheids*-dragers in een homogene extrinsieke halfgeleider bij beperkte injectie bepaald kan worden zonder dat men daarbij het precieze gedrag van de meerderheidsdragers behoeft te kennen. De verdeling en stroming van de *meerderheids*-dragers is namelijk precies zodanig dat de neutraliteit van de ruimtelading en de continuïteit van de totale stroom steeds behouden blijft. Hieruit volgt verder dat de geconcentreerde voorstelling alleen geldt voor beperkte injectie in homogene extrinsieke halfgeleiders, maar deze beperking geldt in feite voor *alle* analyses in dit boek. Er zijn overigens wel meeromvattende geconcentreerde modellen ontwikkeld waarin het halfgeleidermateriaal geen beperkingen ten aanzien van homogeniteit, doopstoffenconcentratie en injectieniveau zijn opgelegd. Ofschoon deze modellen soms niet langer lineair zijn, bieden ze wel het voordeel van een analyse in termen van een stelsel *gewone* differentiaalvergelijkingen in plaats van *partiële* differentiaalvergelijkingen.

Hiermee is onze benaderende geconcentreerde voorstelling van de neutrale gebieden van een junctiediode voltooid. Alvorens echter een geconcentreerde beschrijving van de effecten in de ruimteladingslaag te ontwikkelen, zullen we het gebruik van het model voor het neutrale gebied aan de hand van een eenvoudig voorbeeld illustreren.

6.2.3. *Een illustratief voorbeeld*

Stel dat een blok homogeen n-halfgeleidermateriaal uniform wordt belicht, waardoor extra paarvorming optreedt. We nemen aan dat de belichting lange tijd doorgaat, zodat de overmaat-gatenconcentratie niet verandert in de tijd en in feite uniform is door het gehele blokje. Het uitgangspunt van een uniforme verdeling is beslist dubieus en fysisch gezien misschien onredelijk, omdat de fotonen geabsorbeerd worden en de paarvorming optreedt in een zeer dunne laag aan het oppervlak. De veronderstelde uniformiteit is echter alleen bedoeld om ons illustratieve voorbeeld eenvoudiger te maken.

We willen nu aan de hand van het geconcentreerde model bepalen hoe het verloop is van de overmaat-gatenconcentratie als de bestraling plotseling ophoudt (op het tijdstip $t=0$). De verdeling van de overmaat-gaten is uniform voor $t<0$, en er is geen reden waarom de verdeling niet-uniform zou worden voor $t>0$. Dit houdt in dat men het hele blokje halfgeleidermateriaal in dit geval mag voorstellen door een *enkele sectie*. De combinantie ervan moet zijn:

$$H_c = eV/\tau_p \tag{6.12a}$$

waarin V de inhoud van het blokje voorstelt. De storantie van de sectie moet zijn:

$$S = eV \tag{6.12b}$$

We willen hier wijzen op het verschil tussen (6.12) en (6.5), waarin het volume van de halfgeleidersectie geschreven is als $A\,\Delta x$ in plaats van V.

Aangezien de overmaat-gaten geen gelegenheid hebben om het blokje in of uit te stromen, wordt de gewone differentiaalvergelijking die de gemiddelde overmaat-gatenconcentratie $\overline{p'_n}$ beschrijft eenvoudig gegeven door [zie (6.4)]:

$$0 = H_c \overline{p'_n} + S \frac{d\overline{p'_n}}{dt} \tag{6.13}$$

De oplossing van deze vergelijking is:

$$\overline{p'_n}(t) = A e^{-H_c t/S} \tag{6.14}$$

waarin A een integratieconstante is die bepaald wordt door de gemiddelde overmaat-gatenconcentratie voor $t=0$. Nu geldt:

$$\frac{H_c}{S} = \frac{eV/\tau_p}{eV} = \frac{1}{\tau_p} \tag{6.15}$$

zodat we de gemiddelde dichtheid van de overmaat-gaten in het blokje kunnen schrijven als:

$$\overline{p'_n}(t) = \overline{p'_n}(0) e^{-t/\tau_p} \tag{6.16}$$

In dit eenvoudige voorbeeld valt de nadruk op de rol van het recombinatieverschijnsel dat door de combinantie wordt beschreven, en dat alleen verantwoordelijk is voor de afvoer van de door de storantie voorgestelde overmaat-ladingopslag. Als gevolg van de lineariteit van de betreffende fysische invloeden heeft de ontlading van de storantie door de combinantie een exponentieel verloop.

6.2.4. *Een geconcentreerde voorstelling van de ruimteladingslaag*
Bij de in hoofdstuk 2 gegeven beschrijving van de verschijnselen in de ruimteladingslaag van een pn-junctie hebben we er op gewezen dat de voornaamste effecten, voorzover deze betrekking hebben op de neutrale gebieden, van het aanleggen van een spanning op deze laag worden gevormd door veranderingen in de *minderheids*-concentraties aan de grenzen van de laag. Bij beperkte injectie en verwaarloosbaar kleine spanningsverliezen in de neutrale gebieden en aansluitingen, worden de overmaat-minderheidsconcentraties *aan de grenzen* van de ruimteladingslaag gegeven door [zie (2.19)]:

$$\begin{aligned} p'_{\mathrm{n}}|_{\mathrm{grens}} &= p_{\mathrm{no}}(\mathrm{e}^{eU/kT}-1) \\ n'_{\mathrm{p}}|_{\mathrm{grens}} &= n_{\mathrm{po}}(\mathrm{e}^{eU/kT}-1) \end{aligned} \qquad (6.17\mathrm{a,b})$$

zoals in fig. 6.7a is geïllustreerd. Aangezien de gaten- en elektronenstromen die de ruimteladingslaag binnen de laag *constant* zijn (omdat we hebben aangenomen dat hierin geen recombinatie en paarvorming optreden), mogen we de stroom van ladingdragers door de laag en de concentraties van de minderheidsdragers aan de grenzen schematisch voorstellen op de wijze van fig. 6.7b. Aan de concentraties van de overmaat-minderheidsdragers is de index g toegevoegd om te benadrukken dat deze concentraties gelden voor de *grenzen* van de ruimteladingslaag.

In deze voorstelling van de ruimteladingslaag zijn drie effecten verdisconteerd: de continuïteit van de gatenstromen en de (aparte) continuïteit van de elektronenstromen in het hele gebied, alsmede de invloed van een voorspanning op de overmaat-concentraties van de minderheidsdragers aan de grenzen van het gebied. Men zou het geheel nog kunnen uitbreiden door ook het effect van de voorspanning op de dikte van de ruimteladingslaag in rekening te brengen, zoals die tot uitdrukking komt in de ladingsveranderingen in de dipoollaag. Aangezien de stromen aan weerszijden van de junctie die hiermee gepaard gaan uit meerderheidsdragers bestaan (zie par. 5.5), kunnen deze stromen worden voorgesteld door een capaciteit van de ruimteladingslaag tussen de beide stroomlijnen van de meerderheidsdragers aan te brengen, zoals in fig. 6.7c is gedaan. Bij deze voorstelling, die alleen voor betrekkelijk geringe spanningsveranderingen geldt, is er stilzwijgend van uitgegaan dat de junctiespanning U tussen de knooppunten j en j' staat, hetgeen niet in tegenspraak is met de waarden die aan de knooppuntvariabelen in de neutrale gebieden zijn toegekend. De spanning tussen de met p'_{ng} en n'_{pg} aangeduide punten is *niet* gelijk aan de junctiespanning U. Om dit aan te geven zijn de stroomlijnen van de ladingdragers onderbroken op de plaatsen waar ze de junctie doorlopen.

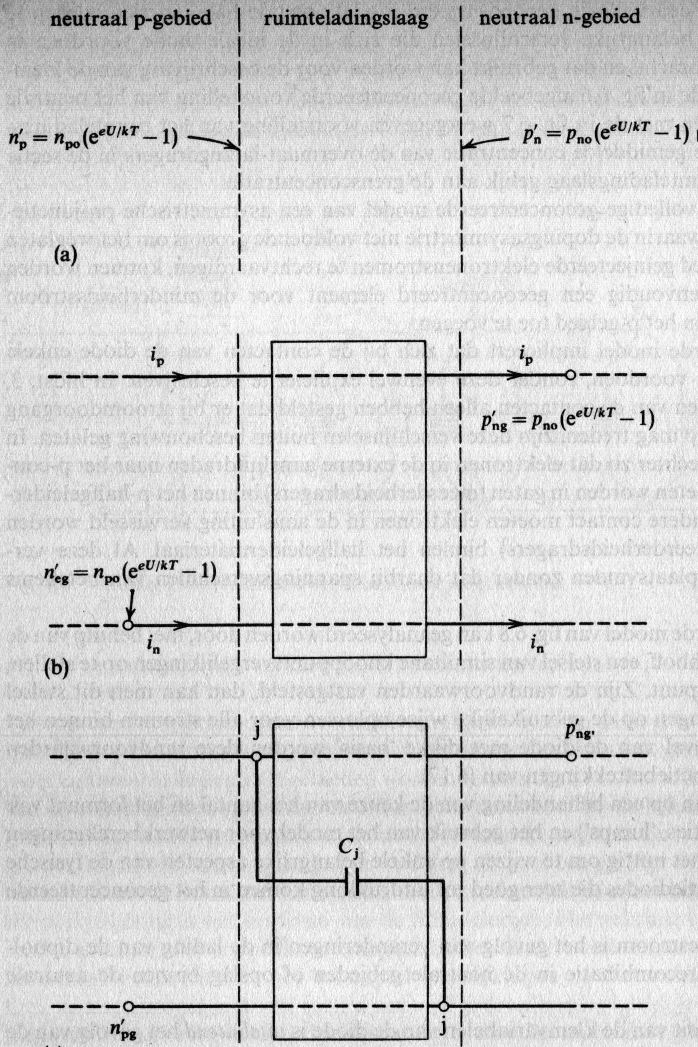


Fig. 6.7. Geconcentreerde voorstelling van de ruimteladingslaag. a. dragerconcentraties; b. fundamenteel geconcentreerd model; c. geconcentreerd model inclusief de capaciteit van de ruimtelading.

6.2.5. *Een volledig model van de junctiediode*

We zijn nu in staat een volledig geconcentreerd model voor de hele junctiediode op te stellen, waarin alle belangrijke verschijnselen die zich in de ideale diode voordoen in rekening worden gebracht, en dat gebruikt kan worden voor de beschrijving van de klemvariabelen. Om nu de in fig. 6.6 afgebeelde geconcentreerde voorstelling van het neutrale gebied te combineren met de in fig. 6.7 weergegeven voorstelling van het ruimteladingsgebied, stellen we de gemiddelde concentratie van de overmaat-ladingdragers in de sectie grenzend aan de ruimteladingslaag gelijk aan de grensconcentratie.

Fig. 6.8 geeft het volledige geconcentreerde model van een asymmetrische pn-junctiediode weer. Diodes waarin de dopingsasymmetrie niet voldoende groot is om het weglaten van de in het p-gebied geïnjecteerde elektronenstromen te rechtvaardigen, kunnen worden voorgesteld door eenvoudig een geconcentreerd element voor de minderheidsstroom (elektronenstroom) in het p-gebied toe te voegen.

Dit geconcentreerde model impliceert dat zich bij de contacten van de diode enkele interessante effecten voordoen, zonder deze evenwel expliciet te beschrijven. In hfdst. 3, waarin we ten aanzien van de contacten alleen hebben gesteld dat er bij stroomdoorgang geen spanningsval op mag treden, zijn deze verschijnselen buiten beschouwing gelaten. In werkelijkheid is het echter zo dat elektronen in de externe aansluitdraden naar het p-contact vrij omgezet moeten worden in gaten (meerderheidsdragers) binnen het p-halfgeleidermateriaal. Bij het andere contact moeten elektronen in de aansluiting verwisseld worden voor elektronen (meerderheidsdragers) binnen het halfgeleidermateriaal. Al deze verschijnselen moeten plaatsvinden zonder dat daarbij spanningsverschillen van betekenis optreden.

Het geconcentreerde model van fig. 6.8 kan geanalyseerd worden door, met behulp van de stroomwet van Kirchhoff, een stelsel van simultane knooppuntsvergelijkingen op te stellen, één voor elk knooppunt. Zijn de randvoorwaarden vastgesteld, dan kan men dit stelsel simultane vergelijkingen op de gebruikelijke wijze oplossen voor alle stromen binnen het model. Voor het geval van de diode met dikke 'basis' worden deze randvoorwaarden geleverd door de junctiebetrekkingen van (6.17).

Alvorens in te gaan op een behandeling van de keuze van het aantal en het formaat van de secties (modelsecties, 'lumps') en het gebruik van het model voor netwerkberekeningen te demonstreren, is het nuttig om te wijzen op enkele belangrijke aspecten van de fysische elektronica van junctiediodes die zeer goed tot uitdrukking komen in het geconcentreerde model:

1. De gehele diodestroom is het gevolg van veranderingen in de lading van de dipoollaag bij de junctie, recombinatie in de neutrale gebieden of opslag binnen de neutrale gebieden.

2. De niet-lineariteit van de klemvariabelen van de diode is *uitsluitend* het gevolg van de exponentiële betrekking tussen de overmaat-minderheidsconcentraties aan de grenzen van de ruimteladingslaag en de junctiespanning. Nauwkeuriger gezegd, de betrekkingen tussen de concentraties van de overmaat-dragers en de stromen zijn *volkomen lineair*.

3. De stroom in het halfgeleidermateriaal nabij de aansluitingen is uitsluitend het gevolg van een transport van meerderheidsdragers. Alle geïnjecteerde minderheidsdragers recombineren binnen de neutrale gebieden.

4. De totale diodestroom kan berekend worden door de gatenstroom die de ruimteladingslaag oversteekt, de elektronenstroom die de ruimteladingslaag oversteekt en de door C_j gekenmerkte verschuivingsstroom bij elkaar op te tellen.

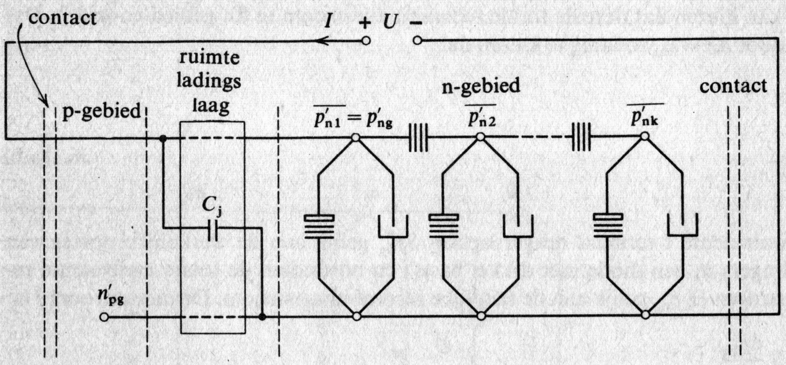


Fig. 6.8. Volledig geconcentreerd model van een junctiediode.

6.3. HET GEBRUIK VAN HET GECONCENTREERDE MODEL

Vóórdat we het geconcentreerde model van fig. 6.8 kunnen gaan gebruiken voor de voorspelling van het diodegedrag, moeten we in principe beslissen hoe groot het aantal secties moet zijn waarin de neutrale gebieden worden verdeeld, en wat hun dikte en ook de waarde van de combinanties, storanties en diffusanties moet zijn. Bij de behandeling in par. 6.2 is gebleken dat we het geconcentreerde model zo nauwkeurig kunnen maken als maar nodig is door het in veel secties (plakjes) te verdelen, elk met een geringe dikte. Zo is het beslist verantwoord om de concentratiegradiënt door rechte lijntjes te benaderen als de dikte van elk plakje gering is ten opzichte van de diffusielengte. Het gebruik van een groot aantal secties is echter niet erg praktisch, aangezien het analysewerk enorm toeneemt naarmate het aantal secties (en daarmee het aantal vergelijkingen van het stelsel) wordt opgevoerd. Ook kan een model met veel secties een veel gedetailleerder beeld geven van het concentratieverloop *in de ruimte* dan eigenlijk nodig is, daar het ons in feite gaat om het *elektrische gedrag van de klemvariabelen.* Het is dan ook dikwijls het verstandigste om de voorstelling van één sectie voor elk fysisch plakje op te geven en in plaats daarvan het aantal en de waarde van de secties af te stemmen op de maximale ingewikkeldheid, gedetailleerdheid en

nauwkeurigheid die men voor de beschrijving van de klemvariabelen van het gegeven onderdeel gewenst acht.

In elk geval moet men *nooit meer secties nemen dan het minimale aantal dat voldoende is voor de gewenste nauwkeurigheid bij de beschrijving van de klemvariabelen.* Gaat het bijvoorbeeld alleen om het diodegedrag als responsie op langzaam variërende of gelijkstroomimpulsen, dan kan men volstaan met het in fig. 6.9a afgebeelde model met één sectie. Dit model omvat een storantie die zo kan worden gekozen dat hij een goed beeld geeft van de totale opslag aan ladingdragers in het neutrale n-gebied, en een combinantie die men zo kan kiezen dat deze de totale recombinatiestroom in dit gebied voorstelt. Dat wil zeggen, door $\Delta x = L_p$ zodanig te kiezen dat:

$$H_c = \frac{eAL_p}{\tau_p}$$

en: (6.18a,b)

$$S = eAL_p$$

wordt de equivalente overmaat-dragersopslag Sp'_{ng} gelijk aan de werkelijke opslag van overmaat-dragers in een diode met dikke 'basis', en bovendien de totale equivalente recombinatiestroom $H_c p'_{ng}$ gelijk aan de feitelijke recombinatiestroom. De diodestroom i is:

$$i = H_c p'_{ng} + S \frac{dp'_{ng}}{dt}$$

waarin: (6.19a,b)

$$p'_{ng} = p_{no}(e^{eu/kT} - 1)$$

De *UI*-betrekking wordt dus (voor langzaam veranderende impulsen en stationaire toestanden):

$$I = H_c p'_{ng} = eA \frac{p_{no} L_p}{\tau_p} (e^{eH/kT} - 1) \tag{6.20}$$

hetgeen uiteraard overeenkomt met de continuïteitsanalyse, (3.19), omdat we H_c zodanig hebben gekozen dat dit resultaat wel moest volgen! Dit model met één sectie geeft een goed beeld van het diodegedrag bij gelijkstroom en langzame spanningsvariaties ('langzaam' betekent hier dat de veranderingen in het verloop van de overmaat-ladingdragers opgevat mogen worden als een reeks stationaire toestanden). Het model vertelt ons echter zeer weinig omtrent het diodegedrag bij snelle veranderingen. (Aangezien het model met één sectie een juiste voorstelling geeft van de totale opslag aan overmaat-dragers, is het volkomen equivalent aan de in par. 5.3.3 gegeven benaderende analyse van de ladingopslag in de diode.) Uit onze beschouwing in hfdst. 5 is gebleken dat het verloop van de ladingdragers bij snel fluctuerende omstandigheden van vorm verandert, en de gevolgen hiervan kunnen onmogelijk in een model met één sectie worden vervat.

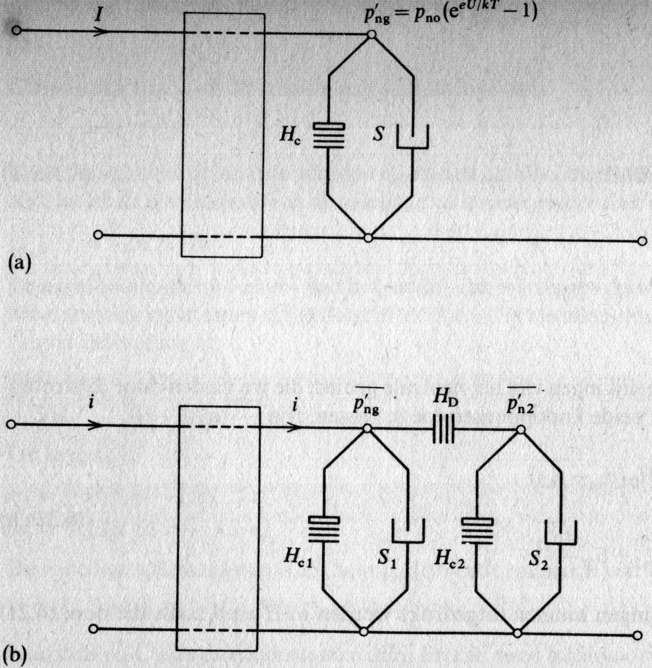


Fig. 6.9. Geconcentreerde modellen met één en twee secties: a. model met één sectie; b. model met twee secties.

Een model met twee secties, zoals in fig. 6.9b is getekend, moet een veel beter beeld kunnen geven van het diodegedrag bij snelle veranderingen, omdat hierin rekening wordt gehouden met de kortstondige stroom van minderheidsdragers tussen de twee polen, hetgeen beslist noodzakelijk is als we de effecten van de bovenstaande vormveranderingen in het verloop van de overmaat-minderheidsdragers willen verdisconteren. De vijf parameters in dit model kunnen op een onbeperkt aantal manieren worden gekozen, maar zolang men met enig overleg tewerk gaat worden de voorspellingen van het model gelukkig slechts in geringe mate beïnvloed door de details van deze keuze. Bij wijze van voorbeeld zullen we de dikte van de eerste plak (sectie) vrij willekeurig stellen op $L_p/2$, waardoor de helft van de overmaat-gatenopslag in deze sectie komt te liggen. De dikte van de tweede plak stellen we op $3L_p/2$. De afstand tussen de middens van de beide secties, die bepalend is voor de diffusantie, stellen we tenslotte op L_p. De parameterwaarden worden dan:

$$H_{c1} = \frac{eAL_p}{2\tau_p} \equiv H$$

$$H_{c2} = \frac{3eAL_p}{2\tau_p} = 3H$$

$$H_D = \frac{eAD_p}{L_p} = \frac{eAL_p}{\tau_p} = 2H \qquad (6.21a–e)$$

$$S_1 = \frac{eAL_p}{2} \equiv S$$

$$S_2 = \frac{3eAL_p}{2} = 3S$$

De twee differentiaalvergelijkingen van het neutrale gebied, die we vinden door de stroomwet van Kirchhoff op de beide knooppunten toe te passen, zijn:

$$i = H_{c1}p'_{ng} + S_1 \frac{dp'_{ng}}{dt} + H_D(p'_{ng} - \overline{p'_{n2}})$$

$$0 = H_D(\overline{p'_{n2}} - p'_{ng}) + H_{c2}\overline{p'_{n2}} + S_2 \frac{d\overline{p'_{n2}}}{dt} \qquad (6.22a,b)$$

De differentiaalvergelijkingen kunnen uitgedrukt worden in H en S zoals die door (6.21) zijn gedefinieerd:

$$i = 3Hp'_{ng} + S\frac{dp'_{ng}}{dt} - 2H\overline{p'_{n2}}$$

$$0 = -2Hp'_{ng} + 5H\overline{p'_{n2}} + 3S\frac{d\overline{p'_{n2}}}{dt} \qquad (6.23a,b)$$

We zullen de toepassing van dit model met twee secties illustreren en de nauwkeurigheid ervan ten dele controleren door met behulp ervan de opslagvertragingstijd (zie par. 5.3.3) van een diode te berekenen. We nemen aan dat de diode in de begintoestand een doorlaatstroom $i = I_f$ voor $t < 0$ voert, en berekenen de responsie van de grensconcentratie p'_{ng} bij een plotselinge omkering van de stroom op het tijdstip $t = 0$. Dat wil zeggen voor $t > 0$ geldt $i = -I_r$. Aangezien de diodespanning van teken omkeert als $p'_{ng} = 0$, definiëren we de opslagvertragingstijd t_s als het tijdsverloop tussen de stroomkering en het moment dat $p'_{ng} = 0$ (zie par. 5.3.3).

Om te beginnen moeten we de waarde van p'_{ng} vinden voor $t < 0$. Onder stationaire omstandigheden wordt (6.23) vereenvoudigd tot:

$$I_f = 3Hp'_{ng} - 2H\overline{p'_{n2}}$$
$$0 = -2Hp'_{ng} + 5H\overline{p'_{n2}} \qquad (6.24a,b)$$

Eliminatie van $\overline{p'_{n2}}$ uit deze beide vergelijkingen levert:

$$p'_{ng}|_{t<0} = 5I_f/11H \qquad (6.25)$$

Verder geldt voor de waarde waartoe p'_{ng} nadert als alle omschakelverschijnselen afgelopen zijn, *indien de concentratie van de overmaat gaten niet groter dan* $-p_{no}$ *zou behoeven te zijn*:

$$p'_{ng}|_{t\to\infty} = -5I_r/11H \qquad (6.26)$$

De eigenfrequenties m_1 en m_2 van het model, dat wil zeggen de wortels van de karakteristieke vergelijking die men krijgt door in (6.22) $i=0$ in te vullen, vinden we door de oplossing van de determinant:

$$\begin{vmatrix} 3H+Sm & -2H \\ -2H & 5H+3Sm \end{vmatrix} = 0 \qquad (6.27)$$

Dit levert:

$$m_1 = -H/S = -1/\tau_p$$
$$m_2 = -22H/6S \approx -3{,}7/\tau_p \qquad (6.28a,b)$$

De volledige oplossing van (6.23) naar $\overline{p'_{ng}}(t)$ wordt zodoende van de vorm:

$$p'_{ng}(t) = -5I_r/11H + \mathrm{B}e^{-t/\tau_p} + \mathrm{C}e^{-3{,}7t/\tau_p} \qquad (6.29)$$

waarin B en C integratieconstanten zijn. Er zijn twee beginvoorwaarden ten aanzien van $p'_{ng}(t)$ nodig om deze constanten te bepalen. Eén voorwaarde wordt geleverd door (6.25), de andere vinden we door in te zien dat voor $t=0+$ de *totale* stroomverandering verwerkt moet worden door de eerste sectie, omdat p'_{ng} noch $\overline{p'_{n2}}$ ogenblikkelijk kunnen veranderen. Er geldt derhalve:

$$\left.\frac{dp'_{ng}}{dt}\right|_{t=0+} = -\frac{(I_f+I_r)}{S_1} = \frac{-(I_f+I_r)}{\tau_p H} \qquad (6.30)$$

Bepaling van B en C met behulp van deze beginvoorwaarden levert:

$$p'_{ng}(t) \approx -0{,}45\frac{I_r}{H} + 0{,}25\frac{(I_f+I_r)}{H}e^{-t/\tau_p} + 0{,}20\frac{(I_f+I_r)}{H}e^{-3{,}7t/\tau_p} \qquad (6.31)$$

De opslagvertragingstijd t_s, waarvoor $p'_{ng}=0$, wordt dus gegeven door:

$$0 = -0{,}45I_r + 0{,}25(I_f+I_r)e^{-t_s/\tau_p} \qquad (6.32)$$

Om nu de voorspellingen van dit model met twee secties te kunnen vergelijken met de analyseresultaten van het verdeelde systeem, is t_s/τ_p met behulp van (6.32) als functie van

I_r/I_f berekend en uitgezet in fig. 6.10, waarin ook de resultaten van het verdeelde model en die van een analyse op basis van het model met één sectie van fig. 6.9a ter vergelijking zijn opgenomen.

Hieruit blijkt dat het model met twee secties op het punt van de opslagvertragingstijd duidelijk beter voldoet dan dat met één sectie, maar dat de voorspelling ervan bij grote I_r/I_f-verhoudingen toch nog een aanzienlijke afwijking vertoont. Is een betere benadering vereist, dan moet men het model dus in meer secties verdelen.

Hiermee is wel aangetoond dat een betrekkelijk eenvoudig geconcentreerd model zonder veel moeite een nuttige schatting van het diodegedrag kan leveren.

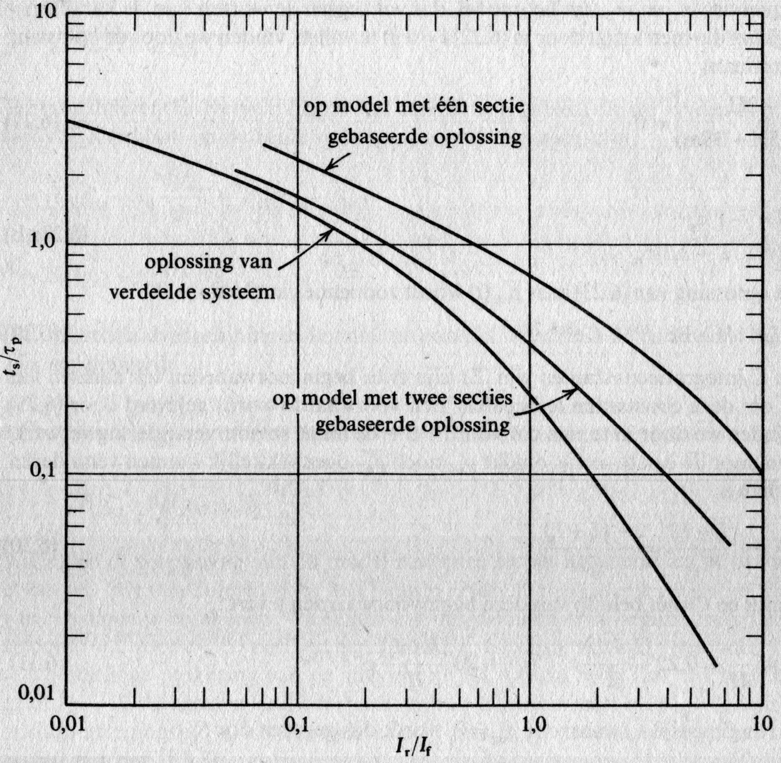


Fig. 6.10. Vergelijking van voorspelde opslagvertragingstijden.

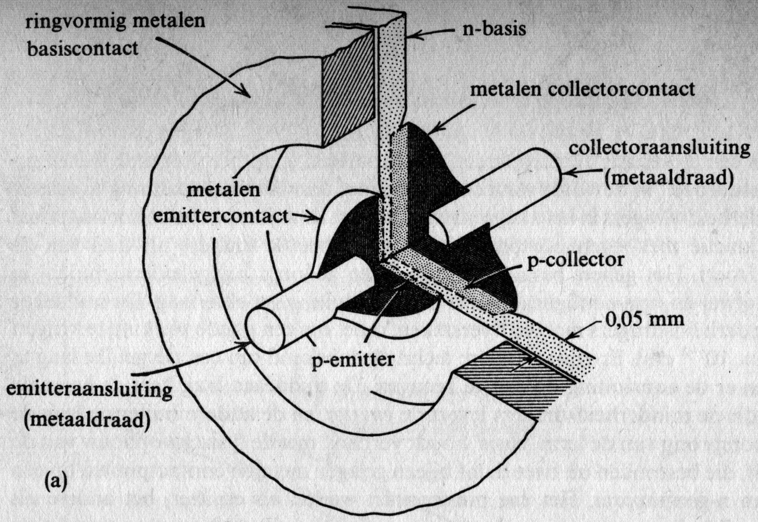
7. OPBOUW EN WERKING VAN TRANSISTORS

7.1. INLEIDING

De transistor is een elektrisch 'regelapparaat' dat gebaseerd is op het volgende werkingsprincipe: een 'stuurdeel' in de vorm van een junctie met doorlaatvoorspanning injecteert overmaat-minderheidsdragers in het aangrenzende gebied, terwijl een in hetzelfde materiaal aangebrachte junctie met tegenvoorspanning de geïnjecteerde dragers als deel van de tegenstroom afvoert. Het geheel bestaat uit drie lagen gedoopt halfgeleidermateriaal in ofwel de pnp- ofwel de npn-configuratie, met een aansluiting op elke laag. De middelste laag, die de minderheidsdragers moeten oversteken, moet om een goede werking te krijgen zeer dun zijn (ca. 10^{-3} cm). Er zijn meerdere technieken bekend om een dergelijke laag te vervaardigen en er de aansluiting op aan te brengen. De middelste laag heet de *basis*, de buitenste laag die de minderheidsdragers levert de *emitter*, en de andere buitenste laag de *collector*. (De oorsprong van de term 'basis' houdt verband met de fysische opbouw van de eerste transistor, die bestonden uit twee dicht bijeen gelegen metalen contactpunten op een basisplaatje van n-germanium. Het ene puntcontact werkte als emitter, het andere als collector.) In fig. 7.1 zijn ongeveer op schaal twee praktische uitvoeringen van transistors weergegeven, een gelegeerde germanium pnp-uitvoering en een planair gediffundeerd silicium npn-model. In beide gevallen heeft de basis een zeer uniforme dikte, die gering is ten opzichte van de kleinste afmetingen van alle gebieden gemeten in een richting parallel aan de metallurgische grensvlakken.

De externe aansluitingen op de emitter- en collectorgebieden worden gevormd door metalen contactvlakken over een oppervlak dat vergelijkbaar is met dat van de emitterjunctie. Dit houdt in dat de minderheidsstroom in hoofdzaak *loodrecht* op de metallurgische juncties verloopt.

Bij onze inleidende analyse van de transistorwerking zullen we uitgaan van het in fig. 7.2a afgebeelde eendimensionale model van een pnp-transistor. We nemen aan dat alle drie de halfgeleidergebieden homogeen zijn en extrinsiek, en dat de juncties abrupt zijn. Dit model doet recht aan de voornaamste fysische kenmerken van de (representatieve) transistoruitvoeringen in fig. 7.1, terwijl het ons in staat stelt om die verschijnselen naar voren te halen die aan alle transistors ten grondslag liggen. De eendimensionale benadering, waarbij de verschijnselen in verband met stroomdoorgang in de transversale richting verwaarloosd worden, laat enkele belangrijke fysische aspecten buiten beschouwing die de prestaties van transistors voor zeer hoge frequenties en grote vermogens beperken. Deze aspecten worden in hfdst. 8 behandeld. We zullen bij onze bespreking steeds uitgaan van de pnp-opbouw, maar de werking van npn-componenten is volkomen analoog, alleen moet men dan de rollen van gaten en elektronen verwisselen. De polariteiten van de klemstromen en -spanningen zijn in fig. 7.2b getekend, waarin de transistor is voorgesteld door het internationaal overeengekomen symbool voor een pnp-transistor.



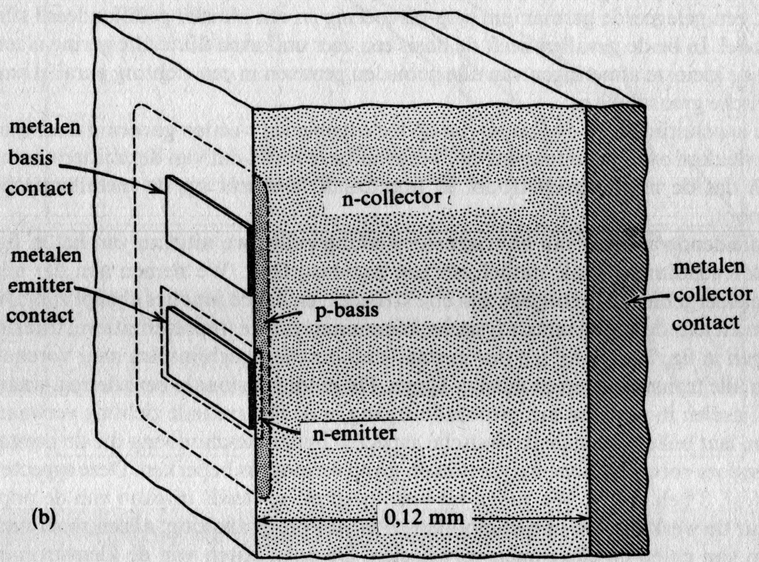


Fig. 7.1. Doorsneden van twee representatieve transistoruitvoeringen, ongeveer op schaal: a. gelegeerde germanium pnp-transistor; b. gediffundeerde planaire silicium npn-transistor.

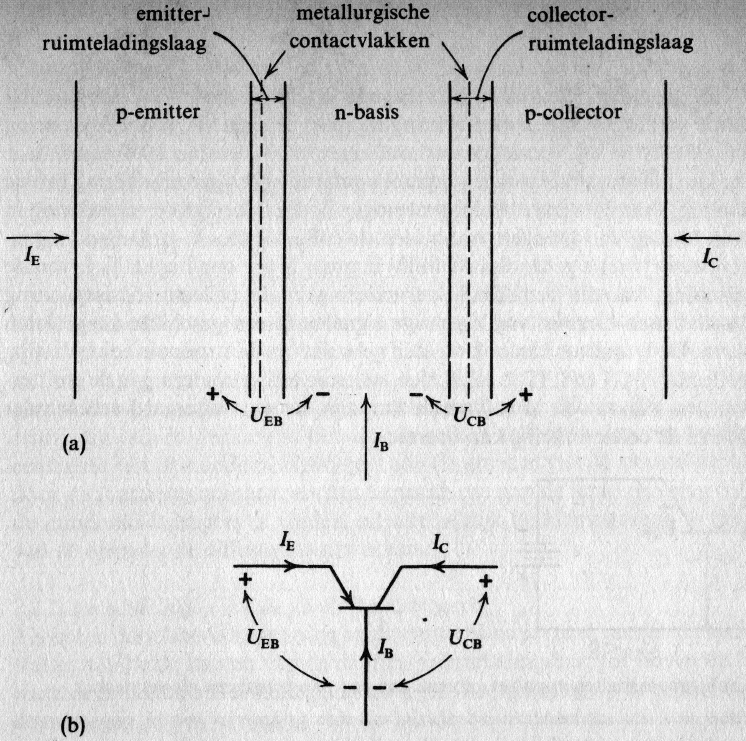


Fig. 7.2. Een geïdealiseerd fysisch model van een pnp-junctietransistor, met de polariteiten van de klemspanningen en -stromen: a. fysisch model; b. symbool en klemvariabelen.

Wordt een transistor als versterker gebruikt, dan staat er een doorlaatvoorspanning op de emitterjunctie en een tegenvoorspanning op de collectorjunctie, zoals in fig. 7.3 is weergegeven. Als gevolg hiervan neemt de minderheidsconcentratie aan de grens van de ruimteladingslaag aan de emitterkant toe tot boven de evenwichtswaarde, terwijl die aan de collectorkant terugloopt tot een verwaarloosbaar klein deel van de evenwichtsconcentratie. Dit leidt tot een gradiënt van de minderheidsconcentratie in de basis, waardoor gaten van emitter naar collector diffunderen, zoals in fig. 7.4 in beeld is gebracht. Alle gaten die bij de emitterjunctie in de basis worden geïnjecteerd, verlaten deze weer via de collector, op een klein deel na dat door recombinatie binnen de basis wordt geëlimineerd. De collectorstroom is zodoende veel groter dan de tegenstroom van een op zichzelf staande pn-junctie, en hij wordt verder direct gestuurd door de emitter-basisspanning omdat die spanning de

minderheidsconcentratie aan de emitterkant van de basis bepaalt, en daarmee de gatendiffusiestroom.

De transistor is zodoende een regelapparaat waarin de collectorstroom wordt gestuurd door de emitter-basisspanning. We zullen later ingaan op de kwantitatieve verhouding tussen het gestuurde vermogen in de collectorkring en het vermogen dat voor de besturing vereist is, waarbij zal blijken dat vermogensverhoudingen van meer dan 1000 bereikbaar zijn. De transistor kan als versterker worden ingezet omdat een geringe verandering van de emitter-basisspanning, waarvoor maar weinig vermogen nodig is, een grote verandering in de collectorstroom teweeg kan brengen. Aangezien de collectorstroom (zolang de tegenspanning op de collectorjunctie gehandhaafd blijft) in grote lijnen onafhankelijk is van de collector-basisspanning, kan de betreffende verandering in de collector-basisspanning zeer groot zijn, zodat men hiermee vrij krachtige signalen in een geschikte aangesloten belasting kan sturen. De transistor kan ook worden gebruikt om de stroom in een belasting in serie met de collector AAN en UIT te schakelen, waartoe een verandering in de emitter-basisspanning van een tiende volt al voldoende kan zijn, hetgeen uiteraard veel minder vermogen vraagt dan de collectorkring kan voeren.

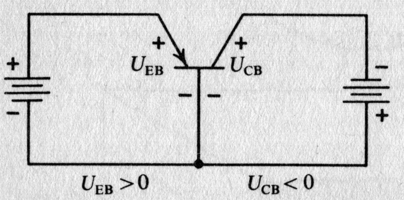


Fig. 7.3. Voorspanningspolariteiten voor het gebruik van een pnp-transistor als versterker.

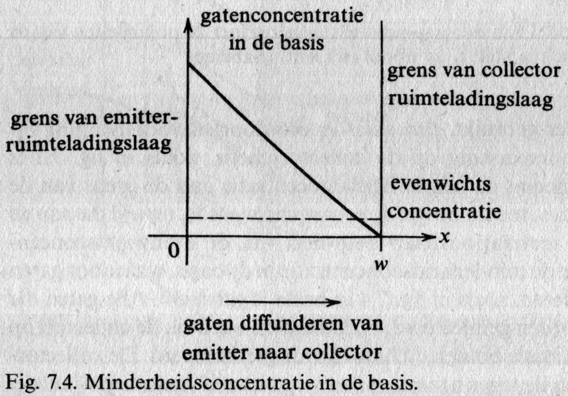


Fig. 7.4. Minderheidsconcentratie in de basis.

7.2.1. *Inleiding*

De in par. 7.1 beschreven transistorwerking noemt men de werking in het (normale) *actieve gebied*, omdat het de vermogensversterkende eigenschappen levert die karakteristiek zijn voor een actief element. Andere werkgebieden, bijvoorbeeld die welke de AAN- en UIT-schakeltoestanden leveren, worden in hfdst. 9 behandeld.

In deze paragraaf zullen we de voornaamste kenmerken van de werking in het actieve gebied belichten, waarbij zal blijken dat de betrekkingen tussen de klemstromen en de junctiespanningen gevonden kunnen worden door de aandacht vooral te richten op het verloop en het transport van de *minderheids*-dragers. We gaan uit van het in fig. 7.2 afgebeelde geïdealiseerde transistormodel, waarin de neutrale gebieden homogeen en extrinsiek zijn. Verder worden in het actieve gebied de klemstromen grotendeels bepaald door de stroom van gaten die de basis oversteekt. Het transport van deze minderheidsdragers geschiedt bij beperkte injectie bijna uitsluitend door diffusie. Bij onze gedetailleerde beschrijving van de werking in het actieve gebied zullen we daarom beginnen met de concentraties van de minderheidsdragers aan de grenzen van de ruimteladingslaag zoals deze door de junctiespanningen worden bepaald, om aan de hand daarvan de verdelingen van de minderheidsdragers te vinden, en uiteindelijk de klemstromen te berekenen op basis van de optredende diffusiestromen ervan.

7.2.2. *De verdelingen van de minderheidsdragers*

Als er een doorlaatvoorspanning op de emitterjunctie staat, nemen de minderheidsconcentraties aan beide kanten van de emitter-ruimteladingslaag tot boven de betreffende evenwichtswaarden toe. Het aanleggen van tegenvoorspanning op de collectorjunctie resulteert daarentegen in een verlaging van de minderheidsconcentraties aan weerskanten van de collector-ruimteladingslaag tot ver beneden de betreffende evenwichtswaarden.

Fig. 7.5a geeft een beeld van het algemene verloop van de minderheidsverdelingen in de drie neutrale gebieden van onze geïdealiseerde pnp-transistor. De hierin gebruikte notatie is een uitbreiding van die welke in hoofdstuk 3 is ingevoerd. De indices e, b en c duiden de drie transistorlagen aan. Zijn ze aan een stroomparameter toegevoegd, bijvoorbeeld D, dan hebben ze betrekking op de *minderheidsdragers*. De verdeling van de overmaat-elektronen in emitter en collector geeft een exponentieel verloop te zien, precies als in het geval van de junctiediode, als de contacten meerdere diffusielengten van de juncties af gelegen zijn. De verdeling van de gaten in de basis is daarentegen in grote trekken lineair. Aangezien het aantal gaten dat bij het doorlopen van de basis door recombinatie verdwijnt zeer gering is (omdat $w \ll L_b$), is de gatenstroomdichtheid globaal gezien constant; dit vereist een constante gatengradiënt, dat wil zeggen een *lineaire* gatenverdeling, omdat het transport van de gaten bijna uitsluitend door diffusie geschiedt.

Fig. 7.5 is niet op schaal getekend. De minderheidsconcentratie in de emitter bedraagt in de regel minder dan 1 % van de minderheidsconcentratie in de basis, omdat de emitter veel

zwaarder wordt gedoopt dan de basis. In veel transistors is de minderheidsconcentratie in de collector eveneens klein ten opzichte van die in de basis, ook als gevolg van de asymmetrische doping. Verder is bij typische werkstroomsterkten $p_b(0)$ dikwijls meerdere machten van 10 groter dan p_{bo}. Fig. 7.5b geeft een beeld van de verdelingen van de *meerderheids-dragers*. De concentratie van de *overmaat*-meerderheidsdragers is op elk punt bijna gelijk aan die van de *overmaat*-minderheidsdragers ter plaatse. Bij beperkte injectie zijn de *relatieve* veranderingen van de meerderheidsconcentraties echter volkomen verwaarloosbaar, terwijl de overmaat-minderheidsconcentraties meerdere machten van 10 groter kunnen zijn dan de betreffende evenwichtswaarden.

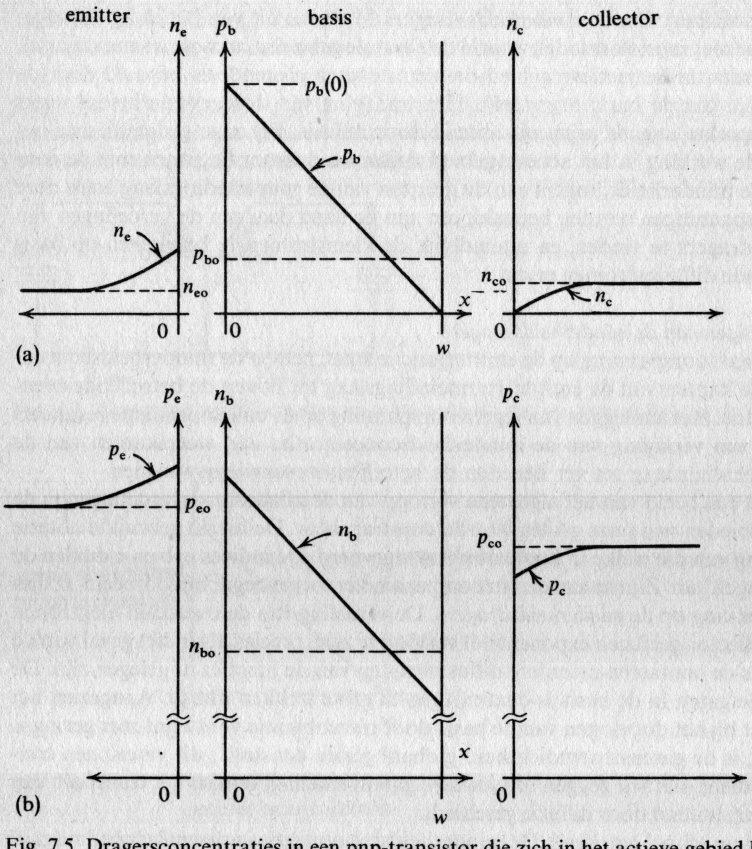


Fig. 7.5. Dragersconcentraties in een pnp-transistor die zich in het actieve gebied bevindt: a. minderheidsconcentraties; b. meerderheidsconcentraties.

7.2.3. *Samenstelling van de klemstromen*

We nemen aan dat in de ruimteladingslagen van ons geïdealiseerde transistormodel geen recombinatie en paarvorming optreden, zodat de gaten- en elektronencomponentstromen in de ruimteladingslagen constant zijn. Dit maakt de emitterstroom I_E gelijk aan de som van de geïnjecteerde minderheidsstromen aan de beide grenzen van de emitter-ruimteladingslaag. Evenzo is de collectorstroom I_C de som van de onttrokken minderheidsstromen. De elektronenstromen zijn in de regel verwaarloosbaar ten opzichte van de gatenstroom, omdat de emitterjunctie asymmetrisch gedoopt is en de stroom van thermisch vrijgemaakte elektronen die aan de collector wordt onttrokken, klein is. Duiden we de gatenconcentratie in de basis aan de grens van de emitter-ruimteladingslaag aan met $p_b(0)$, dan is de gatengradiënt in de basis bij benadering $p_b(0)/w$, waarin w de dikte van het neutrale basisgebied voorstelt. Als gevolg hiervan zijn de emitter- en collectorstromen bij benadering gelijk en gegeven door:

$$I_E \approx (-I_C) = eAD_b \frac{p_b(0)}{w} = \frac{eAD_b p_{bo}}{w} e^{eU_{EB}/kT} \qquad (7.1)$$

waarin p_{bo} de evenwichtsconcentratie van de gaten in de basis is, D_b de diffusiestroomcoëfficiënt, A het oppervlak van de doorsnede, en U_{EB} de emitter-basisspanning. Bij het opstellen van (7.1) is (2.19a) gebruikt om de gatenconcentratie aan de emitterkant van de basis in verband te brengen met de spanning. Let er op dat de collectorstroom I_C, zoals deze in fig. 7.2 gedefinieerd is, *negatief* is omdat de gaten *uit* de basis naar de collector vloeien. De *positieve* waarde $(-I_C)$ mag als de absolute grootte van de collectorstroom worden beschouwd.

(7.1) geldt voor een groot bereik van collector-basisspanningen U_{CB}, omdat de minderheidsconcentratie aan de grens van de collector-ruimteladingslaag verwaarloosbaar klein is vergeleken met p_{bo}, zolang de tegenvoorspanning op de collector groter blijft dan ca. 100 mV ($4kT/e$). U_{CB} oefent zodoende geen rechtstreekse invloed uit op de gatengradiënt in de basis. Later zal blijken dat U_{CB} wel een indirecte invloed op de emitter- en collectorstromen heeft, doordat de dikte van het neutrale basisgebied enigszins afhangt van U_{CB}. Voorlopig zullen we deze basisdiktemodulatie echter verwaarlozen en aannemen dat w een constante is.

De basisstroom I_B is zeer klein ten opzichte van zowel de emitter- als de collectorstroom. Binnen de nauwkeurigheidsgrenzen van (7.1) is de basisstroom zelfs nul, omdat de stroomwet van Kirchhoff stelt dat $I_B = -(I_E + I_C)$ en $I_C = -I_E$. Ofschoon de basisstroom inderdaad gering is, wordt het rendement van de transistor als actief onderdeel er niettemin door verlaagd, omdat de vermogensversterking erdoor wordt beperkt. Het is daarom belangrijk dat men een goed inzicht heeft in de verschijnselen die de basisstroom veroorzaken.

De basisstroom is het gevolg van de verplaatsing van meerderheidsdragers (elektronen) in het basisgebied. Dit is in tegenstelling tot de emitter- en collectorstromen, die volkomen worden overheerst door de gaten die bij de emitter worden geïnjecteerd en via de basis diffunderen. In het actieve gebied is de basisstroom in de regel *negatief*, hetgeen neerkomt

op een stroom van elektronen vanuit de basisaansluiting *in* het basisgebied. De elektronenstroom heeft drie oorzaken:

1. enkele elektronen worden terug geïnjecteerd in de emitter;

2. er zijn elektronen nodig voor de recombinatie met het geringe percentage gaten dat in de basis wordt geëlimineerd;

3. er worden elektronen aan het collectorgebied *onttrokken* omdat er een tegenvoorspanning op de collectorjunctie staat.

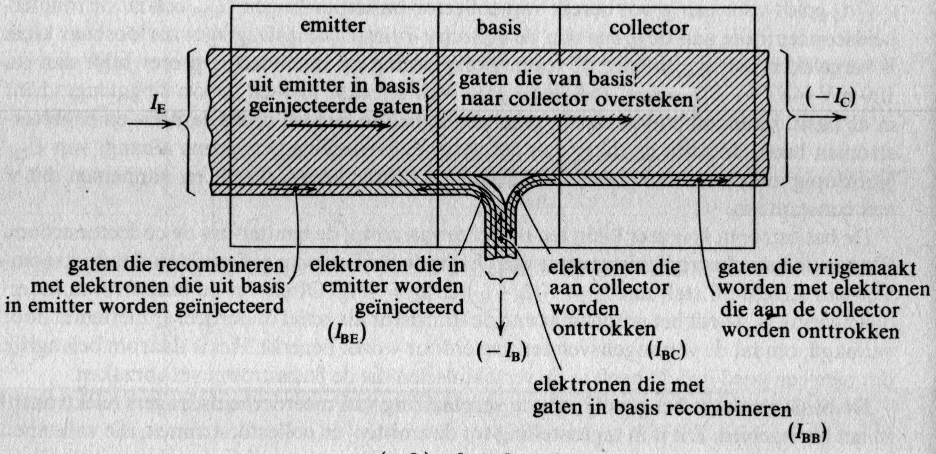
Deze componenten van de basisstroom zijn schematisch in beeld gebracht in fig. 7.6.

De in de emitter geïnjecteerde elektronenstroom kan bepaald worden met behulp van de (stationaire) theorie van de junctiediode, zoals die in hoofdstuk 3 is gegeven. Is de emitter meerdere diffusielengten dik, dan geldt voor deze stroom

$$I_{BE} = \frac{eAD_e n_{eo}}{L_e}\left(e^{eU_{EB}/kT} - 1\right) \tag{7.2}$$

waarin D_e de diffusiestroomcoëfficiënt van de elektronen in de emitter is, L_e de betreffende diffusielengte van de minderheidsdragers, en n_{eo} de evenwichtsconcentratie van de minderheidsdragers in de emitter. Men kan deze component van de basisstroom klein maken door de emitter zeer zwaar te dopen, waardoor n_{eo} een kleine waarde krijgt.

De elektronenstroom die de recombinatie in de basis aanvult, kan gemakkelijk worden bepaald, omdat we het globale verloop van de gatenverdeling in de basis kennen. De recombinatiesnelheid binnen het materiaal is p'_b/τ_b, waarin $p'_b = p_b - p_{bo}$ de overmaat-



$$(-I_B) = I_{BE} + I_{BB} + I_{BC}$$

Fig. 7.6. Componenten van de klemstromen bij gebruik in het actieve gebied.

gatenconcentratie voorstelt, en τ_b de levensduur in de basis. Het totale aantal gaten dat per tijdeenheid in de basis recombineert, is de integraal van p'_b/τ_b over de inhoud van het neutrale basisgebied. Aangezien de eliminatie van elk gat binnen de basis ook het verdwijnen van een elektron inhoudt, wordt de stroom I_{BB}:

$$I_{BB} = e\int_0^w \frac{p'_b}{\tau_b} A\,dx \tag{7.3}$$

Omdat p_b lineair verloopt van $p_b(0)$ bij $x=0$ naar 0 bij $x=w$, kunnen we (7.3) vereenvoudigen tot

$$I_{BB} = \frac{eA}{\tau_b}\left[\frac{p_b(0)w}{2} - p_{bo}w\right] = \frac{eAp_{bo}w}{2\tau_b}\left(e^{eU_{EB}/kT} - 2\right) \tag{7.4}$$

Het ligt voor de hand dat men dit deel van de basisstroom klein kan maken door de basis zo dun mogelijk uit te voeren en er een halfgeleidermateriaal voor te gebruiken waarin de levensduur betrekkelijk lang is. Het gaat erom dat de basisdikte klein moet zijn ten opzichte van de diffusielengte van de gaten. In sommige transistors speelt de oppervlakterecombinatie een even belangrijke rol ten aanzien van I_{BB} als de recombinatie binnen het materiaal zelf. In dat geval stelt (7.4) slechts een deel van de totale recombinatiestroom in het basisgebied voor.

De benadering die hier bij het afleiden van de basisstroom wordt gebruikt, is belangrijk en dient goed begrepen te worden. Bij de uitwerking van de integraal van (7.3) is aangenomen dat de gatenverdeling in de basis lineair is, hetgeen neerkomt op het aannemen van een constante gatenstroom en dus het ontbreken van recombinatie in de basis. Het ligt voor de hand dat een lineaire gatenverdeling onmogelijk te rijmen is met een recombinatiecomponent van de basisstroom. In de praktijk wijkt de gatenverdeling slechts zeer weinig af van een lineair verloop, omdat in echte transistors maar 1 % of minder van de gaten in de basis wordt geannihileerd. De hieruit voortvloeiende fout in (7.4) is zodoende zeer klein. Dit alles betekent dat I_{BB} 1 % of minder is van $|I_C|$.

De elektronenstroom die aan de collector wordt onttrokken kan eveneens worden berekend met behulp van de theorie van de junctiediode zoals die in hfdst. 3 is gegeven. Als het collectorgebied meerdere diffusielengten dik is geldt voor deze stroom:

$$I_{BC} = -\frac{eAD_c n_{co}}{L_c} \tag{7.5}$$

waarin D_c en L_c de diffusiestroomcoëfficiënt respectievelijk diffusielengte in de collector zijn, en n_{co} de evenwichtsconcentratie van de minderheidsdragers in de collector. Deze stroomcomponent kan men klein maken door de collector zwaar te dopen, waardoor n_{co} sterk terugloopt.

De totale basisstroom $(-I_B)$ is:

$$(-I_B) = I_{BE} + I_{BB} + I_{BC} \tag{7.6}$$

In het neutrale basisgebied verloopt deze meerderheidsstroom transversaal, loodrecht op de minderheidsstroom. De meerderheidsstroom gaat gepaard met een transversaal elektrisch veld en een transversaal verloop van de doorlaatspanningsval over de emitter-ruimteladingslaag. Met toenemende afstand tot het metalen aansluitvlak op het basisgebied neemt de doorlaatspanning daardoor enigszins af. Omdat de effectieve voorspanning op ver van de basisaansluiting gelegen punten zodoende lager is, is de *longitudinale* minderheidsstroomdichtheid voor punten ver van het basiscontact lager, zodat de gatenstroom samengedrongen of geconcentreerd wordt bij het basiscontact. Eenvoudigheidshalve zullen we het effect van deze transversale spanningsval in de basis voorlopig buiten beschouwing laten.

We hebben nu de componenten van de klemstromen van een transistor in het actieve gebied geïdentificeerd, en aangegeven hoe ze afhangen van de junctiespanning. Samenvattend kunnen we zeggen dat de emitter- en collectorstroom bijna even groot zijn en exponentieel afnemen met U_{EB}. De basisstroom is veel kleiner dan de beide andere stromen, en eveneens sterk afhankelijk van U_{EB}. Geen van de stromen hangt in belangrijke mate af van de collector-basisspanning U_{CB}.

7.3. DE TRANSISTOR ALS VERSTERKER

Veel toepassingen van transistors in het actieve gebied zijn gebaseerd op *veranderingen* in U_{EB} die zo klein zijn dat de *veranderingen* in stroom en spanning welke ze opwekken een *lineair* verband ermee vertonen. Bij de analyse van dergelijke netwerken is het praktisch om te beschikken over een *lineair model* (*voor kleine signalen*) van de transistor. We beginnen onze beschouwing van de transistorwerking in het actieve gebied met na te gaan wat de gevolgen van kleine, langzaam variërende U_{EB}-impulsen ter grootte ΔU_{EB} is. We gaan er hierbij dus van uit dat de transistor zich in het actieve gebied bevindt op een door U_{EB} bepaald werkpunt (hetgeen I_C, I_E en I_B vastlegt), en bepalen de gevolgen van de verandering van de emittervoorspanning van U_{EB} in $U_{EB}+\Delta U_{EB}$.

Bij het aanleggen van U_{EB} neemt de gatenconcentratie in de basis bij de grens van de emitter-ruimtelading toe. Als ΔU_{EB} kleiner is dan ca. 5 mV kunnen we de verandering in $p_b(0)$ vinden met behulp van (2.19a):

$$\Delta p_b(0) = p_b(0)\frac{e}{kT}\Delta U_{EB} \tag{7.7}$$

De gatenverdeling in de basis verandert op de in fig. 7.7 getekende wijze. De verdeling van de minderheidsdragers in de emitter (elektronen) moet ook veranderen, en wel om de grotere voorspanning op de emitterjunctie te kunnen verwerken. Dit heeft twee gevolgen:

1. De absolute waarde van de collectorstroom neemt toe [met $\Delta(-I_C)$] omdat de gatengradiënt in de basis groter wordt.

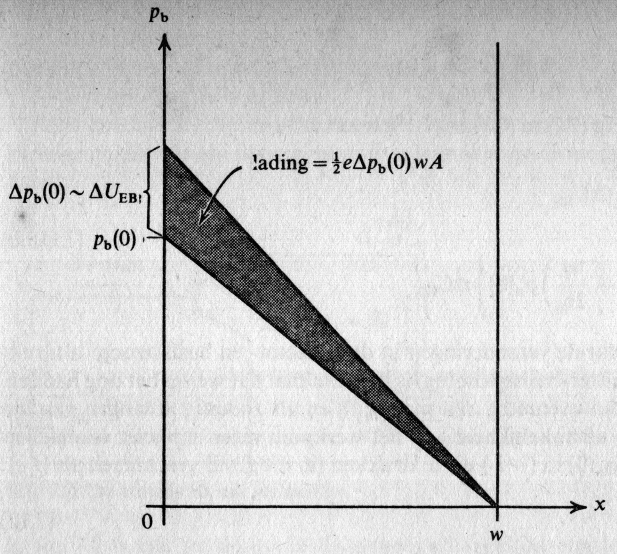


Fig. 7.7. De invloed van een verandering in U_{EB} op de minderheidsconcentratie in de basis.

2. De absolute waarde van de basisstroom neemt toe [met $\Delta(-I_B)$] omdat de gestegen gatenopslag in de basis de recombinatiesnelheid verhoogt, en ook omdat de stroom van terug geïnjecteerde elektronen naar de emitter eveneens toeneemt.

We kunnen de verandering van de collectorstroom bepalen met behulp van (7.1). Deze levert:

$$\Delta(-I_C) = eAD_b\left(\frac{\Delta p_b(0)}{w}\right) \qquad (7.8)$$

De verandering in de basisstroom vinden we aan de hand van (7.2) en (7.4) (I_{BC} verandert niet als responsie op ΔU_{EB}). De componenten zijn:

$$\Delta I_{BE} = \frac{eAD_e n_{eo}}{L_e p_{bo}}\Delta[p_{bo}(e^{eU_{EB}/kT}-1)] = \frac{eAD_e}{L_e}\frac{n_{eo}}{p_{bo}}\Delta p_b(0) \qquad (7.9a)$$

en

$$\Delta I_{BB} = \frac{eAw}{2\tau_b}\Delta[p_{bo}(e^{eU_{EB}/kT}-2)] = \frac{eAw}{2\tau_b}\Delta p_b(0) \qquad (7.9b)$$

De totale verandering van de basisstroom wordt derhalve:

$$\Delta(-I_B) = \Delta I_{BE} + \Delta I_{BB} = eA\left(\frac{D_e}{L_e}\frac{n_{eo}}{p_{bo}} + \frac{w}{2\tau_b}\right)\Delta p_b(0) \tag{7.10}$$

Substitutie van $\Delta p_b(0)$ uit verg (7.7) in (7.8) en (7.10) levert:

$$\Delta(-I_C) = \frac{e}{kT}\left[\frac{eAD_b}{w}p_b(0)\right]\Delta U_{EB}$$

(7.11a,b)

$$\Delta(-I_B) = \frac{e}{kT}\left[eA\left(\frac{D_e}{L_e}\frac{n_{eo}}{p_{bo}} + \frac{w}{2\tau_b}\right)p_b(0)\right]\Delta U_{EB}$$

Dit tweetal vergelijkingen, dat de veranderingen in de collector- en basisstroom uitdrukt in de verandering van de emitter-basisspanning, is het resultaat dat we op het oog hadden. Let er op dat de coëfficiënten evenredig zijn met $p_b(0)$ en als zodanig afhangen van het werkpunt. We kunnen deze afhankelijkheid van het werkpunt meer expliciet voorstellen door (7.1) te gebruiken om $p_b(0)$ in $(-I_C)$ uit te drukken (in dit geval geschreven als $|I_C|$):

$$p_b(0) = \frac{w}{eAD_b}|I_C| \tag{7.12}$$

In $|I_C|$ uitgedrukt wordt (7.11):

$$\Delta(-I_C) = \frac{e}{kT}|I_C|\Delta U_{EB}$$

(7.13a,b)

$$\Delta(-I_B) = \left(\frac{D_e}{D_b}\frac{w}{L_e}\frac{n_{eo}}{p_{bo}} + \frac{w^2}{2D_b\tau_b}\right)\frac{e}{kT}|I_C|\Delta U_{EB}$$

hetgeen we ook kunnen schrijven als:

$$\Delta(-I_C) = g_m\Delta U_{EB}$$
$$\Delta(-I_B) = \delta g_m\Delta U_{EB}$$

(7.14a,b)

De coëfficiënt g_m, gegeven door:

$$g_m \equiv \frac{e}{kT}|I_C| \tag{7.15a}$$

heet de *steilheid* (transconductantie). Bij kamertemperatuur, waarvoor kT/e ongeveer 25 mV bedraagt, is de steilheid g_m ca. 0,04 S per mA collectorruststroom $|I_C|$. De dimensieloze parameter δ gegeven door:

$$\delta = \frac{D_e w n_{eo}}{D_b L_e p_{bo}} + \frac{1}{2}\left(\frac{w}{L_b}\right)^2 \tag{7.15b}$$

stelt het effect voor van twee verliezen in de transistor die beide tot de basisstroom bijdragen. Deze verliezen zijn:

a. de injectie van minderheidsdragers in de emitter;

b. de recombinatie in de basis.

Deze coëfficiënt, die in uiteenlopende transistors van 0,1 tot 0,003 kan variëren, kan klein gemaakt worden door de basis dun te maken en de emitter zwaarder te dopen dan de basis.

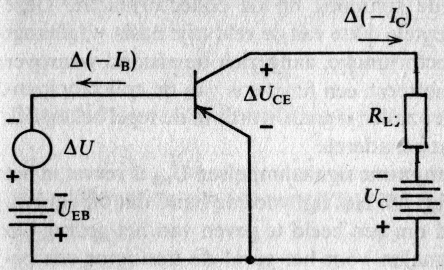


Fig. 7.8. De transistor als versterker.

In fig. 7.8 is een transistor in de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie als versterker geschakeld. De signaalbron ΔU is zo aangesloten dat deze alleen direct inwerkt op de basisstroom. We nemen aan dat de tegenvoorspanning op de collectorjunctie meer dan 100 mV bedraagt; deze voorspanning wordt verzorgd door de gelijkspanningsbron U_C. Volgens (7.14) geldt voor deze schakeling dat de differentiële stromen en spanningen als responsie op ΔU worden gegeven door:

$$\Delta(-I_B) = \delta g_m \Delta U$$
$$\Delta(-I_C) = g_m \Delta U \qquad (7.16a,b,c)$$
$$\Delta U_{CE} = g_m R_L \Delta U$$

De verschillende versterkingsfactoren van de transistor zijn dus:

de stroomversterking: $$\frac{\Delta(-I_C)}{\Delta(-I_B)} = \frac{1}{\delta}$$

de spanningsversterking: $$\frac{\Delta U_{CE}}{\Delta U} = g_m R_L \qquad (7.17a,b,c)$$

de vermogensversterking: $$\frac{\Delta U_{CE} \Delta I_C}{\Delta U \, \Delta I_B} = \frac{g_m R_L}{\delta}$$

Voor een typische transistor met een zodanige voorspanning dat $|I_C| = 1$ mA en met een

$\delta = 0{,}02$ en $R_L = 10^3\ \Omega$ levert dit:

stroomversterking = 50

spanningsversterking = 40

vermogensversterking = 2000

Deze berekening impliceert dat men de spannings- en vermogensversterking onbeperkt zou kunnen opvoeren door R_L steeds groter te maken. Voor grote waarden van de belastingsweerstand wordt de versterking echter beperkt door een secundair mechanisme dat de collectorstroom afhankelijk maakt van de spanning op de collectorjunctie. Deze beperking vloeit voort uit het feit dat de momentele dikte van de veldvrije basis, w, afhangt van de momentele tegenspanning op de collectorjunctie, aangezien de afstand waarover de collector-ruimteladingslaag in de basis penetreert, een functie is van de collectorspanning. Dit effect, waarop we in hoofdstuk 8 nader zullen ingaan, wordt in de regel belangrijk als de spanningsversterking de waarde 200 gaat benaderen.

Het resultaat van onze analyse van kleine, langzame signaalimpulsen U_{EB} is vervat in het eenvoudige vervangingsschema (model) van fig. 7.9. Het ligt voor de hand dat dit equivalent is aan (7.14). Dit model is alleen bedoeld om een beeld te geven van het gedrag ten opzichte van langzaam variërende, kleine signalen voor het geval de transistor een betrekkelijk lage spanningsversterking levert; de dynamische aspecten die bij het aanleggen van snel veranderende impulsen belangrijk worden, zijn hierin dan ook niet verdisconteerd. Dergelijke effecten komen in par. 7.5 aan de orde, waarin ook een uitgebreider model wordt gegeven.

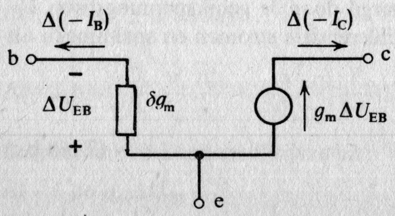


Fig. 7.9. Een eenvoudig vervangingsschema voor de transistor in het actieve gebied.

7.4. STROOMGESTUURDE TRANSISTORMODELLEN

Bij de bespreking in de voorgaande paragraaf en het eenvoudige vervangingsschema van fig. 7.9 is de differentiële emitter-basisspanning ΔU_{EB} als de sturende of onafhankelijke variabele beschouwd. Dit is beslist een goed verantwoord uitgangspunt, dat uitstekend overeenkomt met de feitelijke werking van de transistor en dat we dan ook nog veelvuldig zullen gebruiken. Er zijn echter nog andere, eveneens nuttige opvattingen omtrent de transistorwerking, waarbij de differentiële verandering in I_E of I_B als onafhankelijke

variabele wordt genomen.

De differentiële componenten van de klemstromen vertonen een lineair verband, omdat ze alle lineair afhangen van de verdelingen van de overmaat minderheidsdragers, zoals blijkt uit (7.8) en (7.10). De differentiële stroomversterking van basis naar collector wordt dientengevolge:

$$\frac{\Delta(-I_C)}{\Delta(-I_B)} = \frac{\Delta I_C}{\Delta I_B} = \frac{\dfrac{eAD_b}{w}\,\Delta p_b(0)}{eA\left(\dfrac{D_e n_{eo}}{L_e p_{bo}} + \dfrac{w}{2\tau_b}\right)\Delta p_b(0)} = \frac{1}{\delta} \tag{7.18}$$

Aangezien voor de differentiële emitterstroom geldt:

$$\Delta I_E = -(\Delta I_B + \Delta I_C) \tag{7.19}$$

is de differentiële stroomversterking van emitter naar collector:

$$\frac{\Delta I_C}{\Delta I_E} = \frac{-1}{1+\delta} \tag{7.20}$$

Het is belangrijk dat men inziet dat deze uitdrukkingen voor de stroomversterking *onafhankelijk zijn van het verband tussen* $\Delta p_b(0)$ *en* ΔU_{EB}. Dat wil zeggen, de differentiële stroomversterkingen van de transistor zijn over een groot bereik van werkpuntstromen constant en worden niet beperkt door de voornaamste niet-lineariteit van de transistor, te weten het exponentiële verband tussen de emitter-basisspanning en de minderheidsconcentratie in de basis. In ons geïdealiseerde transistormodel is het verlies δ een constante, onafhankelijk van $|I_C|$. Veel transistors zijn zo ontworpen dat deze factor over een groot bereik van collectorstromen vrij goed constant blijft. (In silicium transistors wordt deze factor bij lage stroomniveaus veel groter dan bij matige stroomsterkten, ten gevolge van recombinatie in de emitter-ruimteladingslaag. Dit effect is in ons geïdealiseerde model verwaarloosd.) Dit betekent dat zolang de collector-basisspanning niet buiten het normale werkgebied fluctueert, de stroomversterkingsverhoudingen van (7.18) en (7.20) in de volgende gevallen ook voor grote signalen gebruikt mogen worden:

a. als het ons alleen gaat om de differentiële stroomverhoudingen,

b. als de ingangsstroom de signaalbron volgt die de transistor stuurt, ondanks het optreden van de niet-lineaire betrekking tussen ΔU_{EB} en ΔI_B.

Om te controleren of aan voorwaarde b wordt voldaan drukken we de signaalbron in de vorm van de Thévenin-vervanging uit. Als de equivalente Thévenin-bronspanning veel groter is dan ΔU_{EB} wordt inderdaad aan de voorwaarde voldaan. In dat geval zullen de uitgangsspanning en -stroom de Thévenin-bronspanning bij de ingang getrouw over grote signaaluitslagen volgen, ondanks het feit dat de differentiële emitter-basisspanning een grote vervorming te zien geeft doordat de stroompieken van de signaaluitslagen onderdrukt worden.

Als de differentiële component van de emitter-basisspanning zo klein is dat er een lineair verband bestaat met $\Delta p_b(0)$, mogen we (7.18) en (7.20) en ook (7.14b) voorstellen door de stroomgestuurde modellen voor kleine signalen in fig. 7.10. Deze vervangingsschema's zijn uiteraard volkomen equivalent aan het spanningsgestuurde model in fig. 7.9. De stroomversterking bij gemeenschappelijke-emitteraansluiting $1/\delta$ wordt doorgaans aangeduid met α_e, en de stroomversterking bij gemeenschappelijke-basisaansluiting $1/(1+\delta)$ met α_b, zoals in fig. 7.10 is weergegeven.

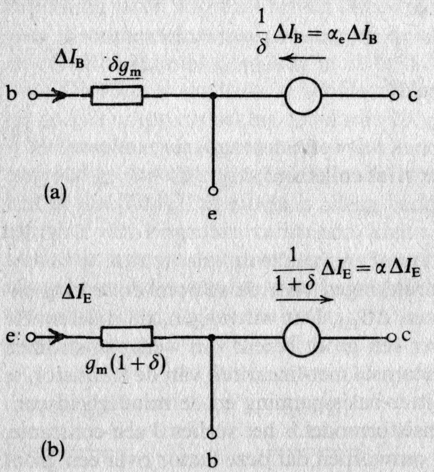


Fig. 7.10. Stroomgestuurd laagfrequentmodel voor kleine signalen: a. gemeenschappelijk-emitter-model met generator die door de differentiële basisstroom wordt gestuurd; b. gemeenschappelijke-basismodel met generator die door de differentiële emitterstroom wordt gestuurd.

7.5. EEN TRANSISTORMODEL VOOR SNEL VERANDERENDE KLEINE SIGNALEN

De transistormodellen van fig. 7.9 en 7.10 zijn in zoverre incompleet dat ze geen rekening houden met de componenten van de klemstroom als gevolg van dynamische veranderingen in de inwendige ladingsverdelingen. Deze veranderingen zijn te verdelen in twee soorten:

a. De door overmaat-minderheidsdragers in de basis veroorzaakte ladingsopslag verandert als responsie op variaties in de emitter-basisspanning. De verandering in de gatenopslag, die in fig. 7.7 in beeld is gebracht, gaat gepaard met een even grote verandering in de meerderheidsopslag (elektronenopslag).

b. De ruimteladingslagen van emitter- en collectorjunctie bevatten dipoollagen waarvan de ladingen als responsie op variaties in de junctiespanningen veranderen.

We willen nu de gevolgen nagaan van dynamische veranderingen in deze ladingen en een differentieel model afleiden dat ook deze effecten omvat. Precies als in par. 7.3 gaat het ons om kleine oscillaties om een werkpunt, waarbij we de in fig. 7.11 getekende variabelen gebruiken om de momentele differentiële componenten van klemspanningen en -stromen aan te duiden. We gaan bij onze analyse uit van een gemeenschappelijke-emitteraansluiting, gekenmerkt door het feit dat in- en uitgangskringen de emitteraansluiting gemeen hebben.

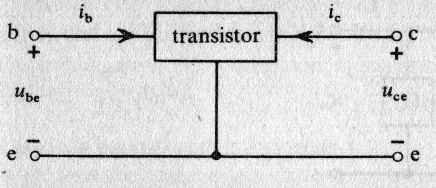


Fig. 7.11. Definitie van de differentiële klemvariabelen.

Bij kleine veranderingen zullen de differentiële variabelen een *lineair* verband vertonen. We kunnen de betrekkingen tussen de differentiële klemvariabelen dan uitdrukken in een stelsel van twee gewone differentiaalvergelijkingen:

$$i_b = IJ_i u_{be} + IJ_r u_{ce}$$
$$i_c = IJ_f u_{be} + IJ_o u_{ce} \qquad (7.21a,b)$$

In deze vergelijkingen stellen de IJ's lineaire differentiaaloperators voor; IJ_i is de ingangsadmittantie-operator, IJ_o de uitgangsadmittantie-operator, en IJ_f en IJ_r de transadmittantie-operators in respectievelijk voorwaarts- en omkeerrichting.

We hebben hier de stromen in de spanningen uitgedrukt, omdat ons fundamentele standpunt is dat stromen worden veroorzaakt door veranderingen in de inwendige ladingverdeling, die worden veroorzaakt door spanningsveranderingen bij de juncties. We willen nu de admittantie-operators rechtstreeks berekenen uit de veranderingen in de interne dragersverdelingen, en vervolgens de admittanties interpreteren aan de hand van een lineair model met weerstanden, condensators en afhankelijke generators. De algemene vorm van dit vervangingsschema is in fig. 7.12 weergegeven. Dit netwerk is volkomen equivalent aan (7.21), want de knooppuntsvergelijkingen ervan komen hiermee precies overeen.

We zullen in eerste instantie de stromen die gepaard gaan met ladingveranderingen in de ruimteladingslaag buiten beschouwing laten, en allereerst de stromen berekenen die verband houden met overmaat-ladingopslag in de neutrale gebieden.

We beginnen met de bepaling van IJ_r en IJ_o, die de invloed van u_{ce} op i_b en i_c in rekening brengen. We stellen hiertoe u_{be} gelijk aan nul en berekenen i_b en i_c als responsie op u_{ce}. Uit fig. 7.12 blijkt dat $u_{cb} = u_{ce}$ als $u_{be} = 0$. De verandering van de collector-basisspanning u_{cb} heeft echter geen invloed op de verdeling van de minderheidsdragers in de basis, omdat de gatenconcentratie aan de collectorgrens van de basis ongeveer nul is zolang over de collec-

torjunctie een tegenvoorspanning van meer dan ca. 100 mV staat, en omdat we voor het ogenblik basisdiktemodulaties ten gevolge van u_{cb} buiten beschouwing laten. Dit betekent dat i_b en i_c beide nul moeten zijn, zodat:

$$IJ_r = 0$$
$$IJ_o = 0 \qquad (7.22a,b)$$

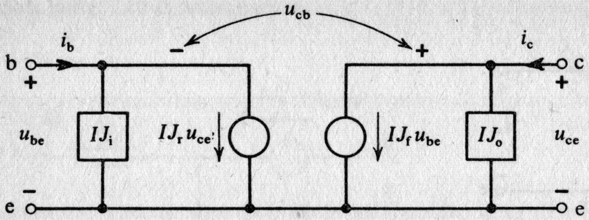


Fig. 7.12. Het differentiële admittantiemodel.

De andere twee admittantie-operators IJ_i en IJ_f kunnen we vinden door u_{ce} nul te stellen en de gevolgen van u_{be} na te gaan. Onder deze omstandigheden geldt $u_{cb} = -u_{be}$. u_{cb} heeft echter geen invloed op de minderheidsconcentraties, zoals uit de bovenstaande argumentatie is gebleken, zodat we onze aandacht kunnen concentreren op de door u_{be} veroorzaakte veranderingen.

De minderheidsconcentratie aan de emittergrens van de basis verandert als responsie op u_{be} volgens (7.7) met $\Delta U_{EB} = -u_{be}$, zodat de gatenverdeling in het basisgebied eveneens verandering ondergaat. *We nemen aan dat u_{be} zo langzaam verloopt dat we de verandering van de gatenverdeling in de basis mogen opvatten als een opeenvolging van stationaire toestanden.* Dit komt erop neer dat we aannemen dat de gatenverdeling in de basis bij benadering *lineair* is, zelfs onder dynamische omstandigheden (dat wil zeggen bij variërende spanning etc.). Een dergelijk verloop is aangegeven door het gerasterde oppervlak in fig. 7.7.

Aangezien de gatenverdeling bij benadering lineair is gesteld, is de verandering van de collectorstroom evenredig met die van $p_b(0)$ en daarmee met u_{be}. Als gevolg hiervan mogen we (7.14a) toepassen, welke [met $i_c = -\Delta(-I_C)$] levert:

$$i_c = g_m u_{be} \qquad (7.23)$$

Dit betekent dat de admittantie-operator IJ_f eenvoudig een constante is, g_m, welke door (7.15a) wordt gegeven.

De basisstroom heeft twee componenten. Eén ervan levert elektronen voor de gewijzigde injectie in de emitter en de veranderde recombinatie in de basis. De andere levert elektronen die de in fig. 7.7 getekende verandering in de minderheidsopslag moeten compenseren om de neutraliteit te bewaren. De eerste component hebben we al bepaald, (7.14b) geeft de waarde ervan. De tweede component is $-\mathrm{d}\Delta q_b/\mathrm{d}t$, waarin Δq_b het gerasterde oppervlak in fig. 7.7 voorstelt. Het minteken is nodig omdat de basisstroom de *elektronen* moet leveren

die nodig zijn voor de neutralisatie van de gatenlading zoals die door het gerasterde oppervlak wordt voorgesteld. De ladingverandering, Δq_b, is:

$$\Delta q_b = \tfrac{1}{2} e \Delta p_b(0) w A \tag{7.24}$$

Substitutie van verg. 7.7 met $\Delta U_{EB} = -u_{be}$ levert:

$$\Delta q_b = -\frac{eAwp_b(0)}{2} \frac{e}{kT} u_{be} \tag{7.25}$$

ofwel, met $p_b(0)$ uitgedrukt in $|I_C|$:

$$\Delta q_b = -\frac{w^2}{2D_b} g_m u_{be} \tag{7.26}$$

De totale basisstroom is zodoende:

$$i_b = \delta g_m u_{be} + \frac{w^2}{2D_b} g_m \frac{du_{be}}{dt} \tag{7.27}$$

Dit levert voor de waarde van IJ_f en IJ_i:

$$\begin{aligned} IJ_f &= g_m \\ IJ_i &= \delta g_m + \frac{w^2}{2D_b} g_m \frac{d}{dt} \end{aligned} \tag{7.28a,b}$$

In fig. 7.13a is het differentiële model weergegeven dat het equivalent vormt van de analyseresultaten. De transadmittantie-operator in de voorwaartsrichting wordt voorgesteld door een afhankelijke stroomgenerator. Het recombinatiedeel van de ingangsadmittantie-operator wordt voorgesteld door een geleidingselement δg_m, en de term die gepaard gaat met veranderingen van de ladingopslag in de basis is vertegenwoordigd door een condensator $(w^2/2D_b)g_m$.

De invloeden van veranderingen in de dipoollagen van beide juncties zijn voorgesteld door toevoeging van (ruimteladings)capaciteiten tussen de emitter-basis- en de collector-basisklemmen, zoals in fig. 7.13b te zien is.

De modellen in fig. 7.13 zijn gebaseerd op het uitgangspunt dat de gatenverdeling in de basis bij benadering lineair is, ook bij veranderende omstandigheden. Dit is zeker verantwoord in het geval dat de differentiële variabelen zeer langzaam veranderen, aangezien de vorm van de gatenverdeling in de basis onder bijna-stationaire omstandigheden wordt beheerst door de diffusielengte L_b, die veel groter is dan de basisdikte w. Naarmate de snelheid van de verandering van u_{be} echter toeneemt, gaat de gatenverdeling in de basis verder van een rechte lijn afwijken, zodat de modellen op basis van deze benadering een verkeerd beeld gaan geven van de feitelijke situatie.

De afwijkingen van de lineariteit van de gatenverdeling in de basis welke bij snellere signalen optreden, houden nauw verband met de differentiële basisstroom. De helling van

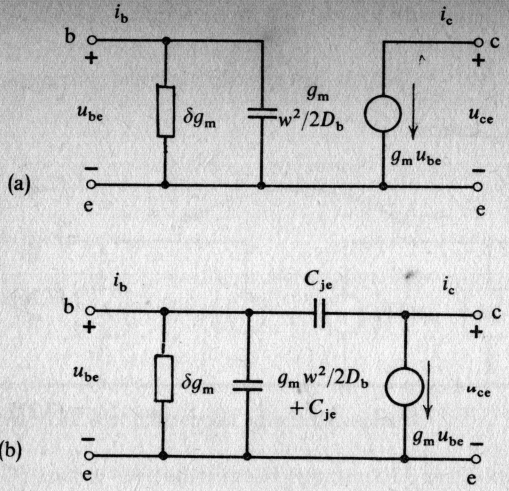


Fig. 7.13. Het klein-signaalmodel van een transistor: a. model dat de stroom in de neutrale gebieden in rekening brengt; b. model na toevoeging van de ruimteladingscapaciteiten.

de momentele differentiële component van de overmaat-gatenverdeling bij $x=0$ (de emittergrens) is evenredig met de momentele differentiële emitterstroom. Overeenkomstig geldt dat de helling bij $x=w$ (de collectorgrens) evenredig is met de momentele differentiële collectorstroom. Het *verschil* van de beide hellingen is dus evenredig met de momentele differentiële basisstroom. Als de gatenverdeling bijna rechtlijnig is, zijn de hellingen aan de beide grenzen bijna gelijk, zodat de differentiële basisstroom klein is vergeleken met de differentiële collectorstroom. In dit geval is de differentiële stroomversterking van basis naar collector dus *groot*. We mogen daarom verwachten dat de modellen in fig. 7.13, die gebaseerd zijn op de lineariteit van de differentiële gatenverdeling in de basis, een nauwkeurige voorstelling van het dynamische differentiële transistorgedrag leveren in alle situaties die gekenmerkt zijn door een grote stroomversterking van basis naar collector.

Voor sinusvormige kleine signalen kunnen we aan de hand van het model in fig. 7.13a een schatting maken van de frequentie waarbij de stroomversterking klein wordt, en waarvoor het model dus gaat afwijken. Als u_{be} een sinusvorm heeft met de complexe amplitude U_{be}, geldt voor de complexe amplituden van collector- en basisstroom:

$$I_b = \left(\delta g_m + j\omega g_m \frac{w^2}{2D_b}\right) U_{be}$$

$$I_c = g_m U_{be} \qquad (7.29a,b)$$

waarin ω de frequentie voorstelt. Voor de stroomversterking van basis naar collector, meestal aangeduid met α_b, volgt hieruit:

$$\alpha_b = \frac{I_c}{I_b} = \frac{g_m}{\delta g_m + j\omega g_m (w^2/2D_b)} = \frac{1}{\delta + j\omega(w^2/2D_b)} \tag{7.30}$$

Bij lage frequenties nadert α_b naar de waarde $1/\delta$, hetgeen overeenstemt met onze voorgaande analyse voor lage frequenties (zie verg. 7.18). Naarmate de frequentie toeneemt, neemt de absolute waarde van de stroomversterking af. Voor een frequentie van

$$\omega_r = 2D_b/w^2 \tag{7.31}$$

is de absolute waarde van de stroomversterking bijna 1. Bij deze frequentie mogen we verwachten dat het model sterk afwijkt van de feitelijke situatie, aangezien de momentele differentiële gatenverdeling in de basis niet langer goed benaderd kan worden door een rechte lijn. Voor frequenties die veel lager zijn dan ω_r is de stroomversterking groot en zijn de afwijkingen van het model als gevolg van onnauwkeurigheden in de voorstelling van de dynamische gatenverdeling dienovereenkomstig gering.

We verkrijgen een alternatieve interpretatie van de frequentie ω_r door uit te gaan van het gedrag van de wisselstroom-diffusielengte Λ_b in de basis, die daar de differentiële gatenverdeling bepaalt. De absolute grootte van de differentiële gatenverdeling varieert exponentieel met x, met een karakteristieke lengte die gegeven wordt door $(\mathrm{Re}[1/\Lambda_b])^{-1}$. Voor hoge frequenties is deze karakteristieke lengte bij benadering $(2D_b/\omega)^{\frac{1}{2}}$, hetgeen voor $\omega = \omega_r$ gelijk is aan de basisdikte w. Het mag daarom niet verbazen dat de differentiële gatenverdeling bij ω_r aanzienlijk van een rechte lijn afwijkt.

De quasi-stationaire benadering van het transistorgedrag onder veranderende omstandigheden vormt voor veel toepassingen een belangrijk hulpmiddel, in scherpe tegenstelling tot de quasi-stationaire benadering bij de analyse van de pn-junctiediode onder veranderende omstandigheden. Bij transistors worden de frequenties door de eis dat er een *differentiële versterking* moet optreden, dikwijls al zozeer beperkt (zo laag gehouden) dat het rechtlijnige model een goede benadering levert. Het is dan ook maar zelden nodig om in te gaan op de details van de gatenverdeling in de basis bij frequenties of snelle veranderingen die aanzienlijke afwijkingen van de rechtlijnige verdeling met zich meebrengen. Bij diodes daarentegen wordt de snelheid van de veranderingen niet door versterkingsoverwegingen beperkt; meestal zijn ze dan ook zo hoog dat het verloop van de overmaat-dragers onder dynamische omstandigheden niet als een langzaam veranderende stationaire verdeling mag worden opgevat, hetgeen een zekere analyse van het *verdeelde* systeem onvermijdelijk maakt.

8. TRANSISTORMODELLEN VOOR KLEINE SIGNALEN

8.1. INLEIDING

Het in het voorgaande hoofdstuk ontwikkelde transistormodel voor kleine signalen is aan twee belangrijke beperkingen onderhevig. In de eerste plaats zijn de gevolgen van basisdiktemodulaties door veranderingen in de collector-basisspanning buiten beschouwing gelaten, hetgeen de voorwaarde was om $IJ_r = IJ_o = 0$ te mogen stellen. In de tweede plaats zijn spanningsverliezen in het basisgebied ten gevolge van de transversale stroom van meerderheidsdragers hierin verwaarloosd.

In dit hoofdstuk willen we daarom de invloed van de basisdiktemodulatie op IJ_r en IJ_o nagaan (en onze berekening van IJ_f en IJ_i overeenkomstig aanpassen), en verder het model zodanig modificeren dat ook de transversale spanningsverliezen in het basisgebied in rekening worden gebracht. Hierbij beginnen we met het gedrag van de minderheidsdragers in de neutrale gebieden, teneinde de vier admittantie-operators van het uitgangsmodel te kunnen bepalen. De capaciteiten van de ruimteladingen en de invloeden van spanningsvallen in de basis worden dan later toegevoegd.

8.2. HET VERBAND TUSSEN SIGNAALSPANNING EN BASISDIKTEMODULATIE

8.2.1. *Inleiding*

Bij een transistor die zich in het actieve gebied bevindt is de minderheidsconcentratie aan de collectorgrens van het neutrale basisgebied altijd nagenoeg nul als de tegenspanning op de collectorjunctie meer dan 100 mV bedraagt. De dikte van de collectorruimteladingslaag hangt echter af van de grootte van de tegenvoorspanning, waardoor de dikte van het neutrale basisgebied een functie is van de collector-basisspanning. Dit verband tussen de basisdikte en de collector-basisspanning is geïllustreerd in fig. 8.1a, waarin de emitter-basisspanning constant is gehouden. Uit de tekening blijkt dat een positieve kleine verandering van de collector-basisspanning, voorgesteld door een positieve u_{cb}, de absolute waarde van de tegenvoorspanning verlaagt, waardoor de dikte van de ruimteladingslaag afneemt en die van de basis differentieel toeneemt.

De toeneming van de basisdikte Δw die met u_{cb} gepaard gaat heeft twee aspecten, die ook in fig. 8.1a in beeld zijn gebracht. In de eerste plaats neemt de collectorstroom af doordat de helling van de gatenverdeling in de basis kleiner wordt. In de tweede plaats neemt de ladingopslag in de basis toe, waardoor de basisstroom groter wordt. Onze opgave is nu om een voorstelling te vinden om deze beide differentiële veranderingen in de collector- en basisstroom in het model te kunnen opnemen.

Het vervangingsschema van de transistor als een lineaire actieve vierpool is het admittantiemodel van fig. 7.12. Het stelsel van gewone differentiaalvergelijkingen dat dit

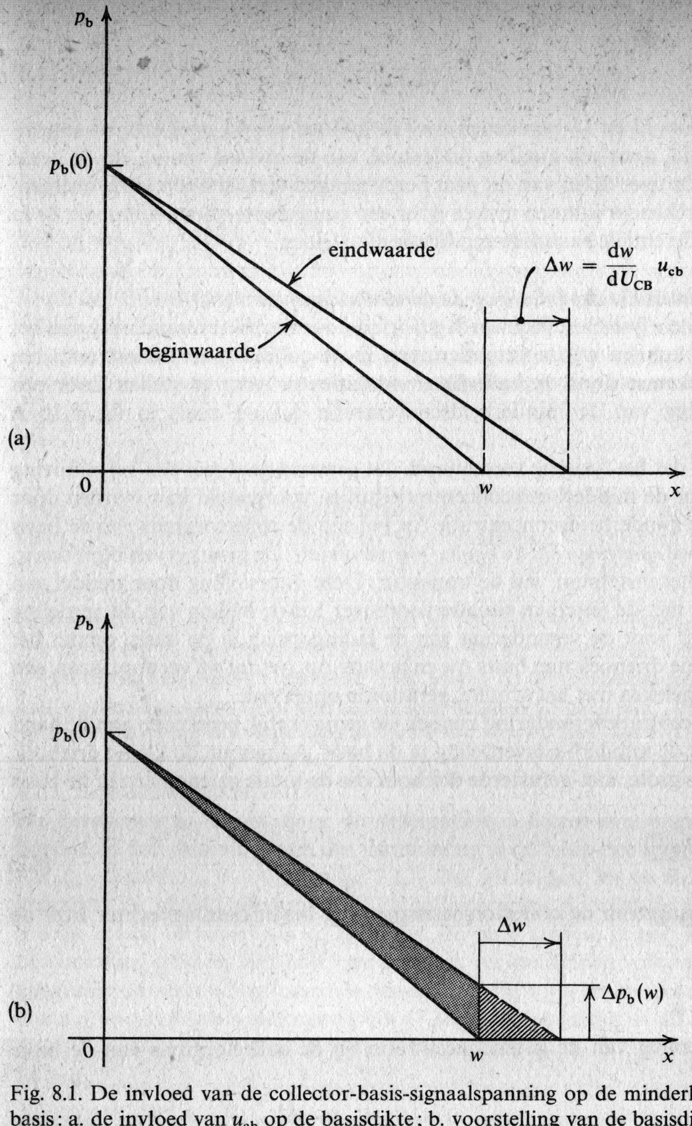


Fig. 8.1. De invloed van de collector-basis-signaalspanning op de minderheidsconcentratie in de basis: a. de invloed van u_{cb} op de basisdikte; b. voorstelling van de basisdiktemodulatie door een equivalente verandering in de concentratie.

model karakteriseert is, zie (7.21):

$$i_b = IJ_i u_{be} + IJ_r u_{ce}$$
$$i_c = IJ_f u_{be} + IJ_o u_{ce} \qquad (8.1a,b)$$

We kunnen de operators IJ_i en IJ_f berekenen door de invloed van u_{be} op i_b en i_c na te gaan met $u_{ce}=0$, en IJ_r en IJ_o door een analoog onderzoek van de invloed van u_{ce} op de beide stromen met $u_{be}=0$. De twee delen van dit paar berekeningen vertonen een grote overeenkomst, die we nog sprekender kunnen maken door een equivalente voorstelling van de in fig. 8.1a afgebeelde differentiële basisdiktemodulatie af te leiden.

8.2.2. *De invloed van basisdiktemodulatie op de minderheidsconcentratie*

Hoewel het fundamentele fysische effect wordt gevormd door een dikteverandering van het neutrale basisgebied, kunnen we de veranderingen in de collector- en basisstroom ten gevolge van u_{cb} berekenen door de basisdiktemodulatie Δw voor te stellen door een *equivalente* verandering van de minderheidsconcentratie $\Delta p_b(w)$, zoals in fig. 8.1b is getekend.

Uit de figuur blijkt dat het fysische verschijnsel, dat gepaard gaat met een verschuiving van het vlak waarvoor de minderheidsconcentratie nul is, voorgesteld kan worden door een verandering in de minderheidsconcentratie $\Delta p_b(w)$ aan de collectorgrens van de basis in te voeren, *waarvan we aannemen dat de ligging niet verandert*. De plaats ervan blijft dus w, overeenkomend met het instelpunt van de transistor. Deze voorstelling door middel van $\Delta p_b(w)$ komt overeen met de feitelijke situatie voorzover het de helling van de verdeling betreft. Ditzelfde geldt voor de verandering van de ladingopslag in de basis, omdat het oppervlak van de kleine driehoek met basis Δw en hoogte $\Delta p_b(w)$ dat we verwaarlozen, een secundair effect is vergeleken met het grotere, gerasterde oppervlak.

De equivalente concentratieverandering kunnen we gemakkelijk berekenen aan de hand van de geometrie van de minderheidsverdeling in de basis. Aangezien de kleine driehoek gelijkvormig is met de grote, niet-gerasterde driehoek die de totale gatenopslag in de basis voorstelt, geldt

$$\frac{\Delta p_b(w)}{\Delta w} = \frac{p_b(0)}{w+\Delta w} \approx \frac{p_b(0)}{w} \qquad (8.2)$$

Voor kleine veranderingen in de collector-basisspanning beschikken we echter over de vergelijking

$$\Delta w = \frac{dw}{dU_{CB}} u_{cb} \qquad (8.3)$$

De equivalente toeneming van de gatenconcentratie bij de collectorgrens van de basis wordt zodoende

$$\Delta p_b(w) = \frac{p_b(0)}{w} \frac{dw}{dU_{CB}} u_{cb} \qquad (8.4)$$

Het is interessant om dit resultaat te vergelijken met onze voorgaande berekening aangaande de invloed van u_{be} op de gatenconcentratie bij de emittergrens van de basis. Volgens (7.7) vonden we hiervoor:

$$\Delta p_b(0) = -p_b(0)\frac{e}{kT}u_{be} \tag{8.5}$$

Door nu (8.4) als volgt te schrijven

$$\Delta p_b(w) = p_b(0)\frac{e}{kT}\left(\frac{kT}{e}\frac{1}{w}\frac{dw}{dU_{CB}}\right)u_{cb} = p_b(0)\frac{e}{kT}\eta u_{cb} \tag{8.6}$$

wordt het duidelijk dat *de invloed van een verandering van de collector-basisspanning* u_{cb} *op de gatenconcentratie bij* $x=w$, $\Delta p_b(w)$, *overeenkomt met de invloed van een verandering in de basis-emitterspanning* u_{be} *op de gatenconcentratie bij* $x=0$, $\Delta p_b(0)$, *met dit verschil dat de waarde vermenigvuldigd moet worden met de dimensieloze factor*

$$\eta = \frac{kT}{e}\frac{1}{w}\frac{dw}{dU_{CB}} \tag{8.7}$$

Deze factor η, die we de *basisdiktemodulatiefactor* noemen, is voor alle transistors zeer klein. De typische waarde ervan bij de gebruikelijke werkpunten ligt in het gebied van 10^{-3} à 10^{-5}. Veranderingen in de collector-basisspanningen hebben zodoende een veel kleinere invloed op de minderheidsverdeling in de basis dan gelijke veranderingen in de basis-emitterspanning. Dit betekent dat *de invloeden van basisdiktemodulatie niet belangrijk zijn tenzij de spanningsversterkingsfactor van de transistor de waarde* $1/\eta$ *benadert.*

Het door (8.6) gegeven resultaat geldt zolang de minderheidsverdeling in de basis goed kan worden benaderd door een rechte lijn, hetgeen volgens par. 7.5 het geval is zolang de stroomversterking van basis naar collector voor kleine signalen vrij groot is.

8.2.3. *Berekening van* IJ_i *en* IJ_f

We berekenen IJ_i en IJ_f door de differentiële collector-emitterspanning u_{ce} op nul te houden en dan de invloed van een verandering in de basis-emitterspanning u_{be} na te gaan. Als $u_{ce}=0$ geldt $u_{cb} = -u_{be}$ (zie fig. 7.12). Dat wil zeggen, als we een zekere u_{be} aanleggen verandert de gatenconcentratie bij de collectorgrens doordat de collectorbasisspanning precies zoveel verandert als u_{be} bedraagt. Bij onze analyse in par. 7.5 is dit aspect buiten beschouwing gelaten. Het blijkt nu dat deze verwaarlozing volkomen verantwoord was, aangezien de verhouding tussen de verandering bij $x=w$ en de verandering bij $x=0$ gelijk is aan η, en η is immers uitermate klein. (7.28) blijft dus geldig, en dit levert

$$IJ_f = g_m$$
$$IJ_i = \delta g_m + \frac{w^2}{2D_b}g_m\frac{d}{dt} \tag{8.8a,b}$$

Het is nu niet nodig om de invloed van basisdiktemodulatie ten gevolge van veranderingen in de *basis-emitter*spanning in rekening te brengen, omdat dergelijke effecten bij de emitter secundair zijn vergeleken met het fundamentele verschijnsel van minderheidsinjectie bij een junctie waar een doorlaatvoorspanning op staat.

8.2.4. *Berekening van* IJ_o *en* IJ_r

We berekenen IJ_o en IJ_r door u_{be} gelijk te stellen aan nul en dan de invloed van u_{ce} na te gaan. Onder deze omstandigheden blijkt uit fig. 7.12 dat $u_{cb}=u_{ce}$. Volgens fig. 8.1b levert de verandering van de collector-basisspanning niet alleen een verandering in de helling en daarmee in i_c, maar ook in de gatenopslag en zodoende in i_b. *De in fig.* 8.1b *in beeld gebrachte veranderingen zijn volkomen analoog aan die in fig.* 7.7, behalve dat i_c positief is in plaats van negatief (de absolute waarde van de collectorstroom neemt af) en i_b negatief is (de absolute waarde van de basisstroom neemt toe). Er geldt dus:

$$i_c = \eta g_m u_{ce}$$
$$i_b = -\eta \left(\delta_b\, g_m + \frac{w^2}{2D_b} g_m \frac{d}{dt} \right) u_{ce} \qquad (8.9a,b)$$

waarin δ_b is gebruikt in plaats van δ zonder meer omdat de injectie in de emitter als responsie op u_{ce} een nieuw aspect betekent. De index b geeft aan dat δ_b betrekking heeft op het basisdeel van het verlies, dat wil zeggen $\frac{1}{2}(w/L_b)^2$. Vergelijking van (8.1) en (8.9) levert:

$$IJ_o = \eta g_m$$
$$IJ_r = -\eta \left(\delta_b\, g_m + \frac{w^2}{2D_b} g_m \frac{d}{dt} \right) \qquad (8.10a,b)$$

8.2.5. *Een nieuw transistormodel*

We kunnen nu deze vier admittantie-operators invullen in het fundamentele model van fig. 7.12. Hoewel dit schema een complete voorstelling geeft van de invloeden van de minderheidsstromingen binnen de transistor, is het wat onhandig in het gebruik omdat er twee afhankelijke generators in voorkomen. Fig. 8.2a geeft daarom een alternatieve vorm, die volkomen equivalent is aan fig. 7.12. De gelijkwaardigheid van de beide modellen blijkt duidelijk als we i_c en i_b voor beide in u_{be} en u_{ce} uitdrukken en de resultaten vergelijken.

In fig. 8.2b is het gemodificeerde admittantiemodel compleet met de admittantie-operators in de vorm van schakelingselementen in beeld gebracht. Aangezien IJ_r ongeveer η maal IJ_i is, en nog minder dan η maal IJ_f, is IJ_r in de uitdrukkingen (IJ_i+IJ_r) en (IJ_i-IJ_f) verwaarloosd. Ook is de capacitieve component van IJ_r in het element (IJ_o+IJ_r) weggelaten. De susceptantie van deze condensator is van dezelfde orde van grootte als andere effecten welke buiten beschouwing blijven ten gevolge van onze vooronderstelling dat de gatenverdeling bijna rechtlijnig is. Dit houdt namelijk in dat deze condensator in het model van weinig invloed is bij frequenties beneden ω_r.

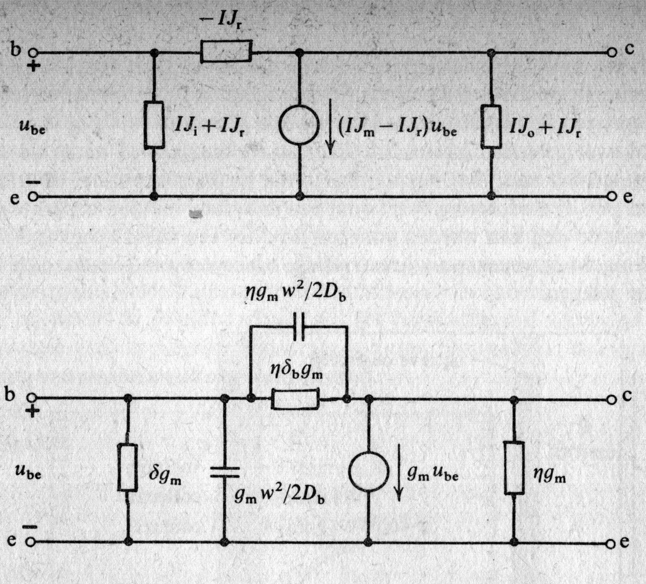


Fig. 8.2. Het klein-signaalmodel zonder ruimteladingscapaciteiten en transversale spanningsverliezen in de basis: a. het admittantiemodel met één afhankelijke generator; b. het model met de admittantie voorgesteld door schakelingselementen.

8.2.6. *Exponentiële storingsfuncties*

Als de differentiële signalen van de vorm $\mathrm{Re}[A\mathrm{e}^{st}]$ zijn, waarin A een complexe amplitude is en s de complexe frequentie, kan men de admittantie-operators een eenvoudige fysische interpretatie geven. Als bijvoorbeeld $u_{be} = \mathrm{Re}[U_{be}\mathrm{e}^{st}]$, volgt voor i_b uit verg (8.8b):

$$i_b = IJ_i u_{be} = \mathrm{Re}\left[\left(\delta g_m + \mathrm{s}\frac{w^2}{2D_b} g_m\right) U_{be}\mathrm{e}^{st}\right] = \mathrm{Re}[y_i U_{be}\mathrm{e}^{st}] \qquad (8.11)$$

waarin y_i de complexe ingangsadmittantie is bij de frequentie s. Deze interpretatie in het frequentiegebied sluit volkomen aan bij de interpretatie van de admittantie-operators in termen van geleidingselementen, capaciteiten en afhankelijke generators. Uit een beschouwing van fig. 8.2b blijkt dat de complexe ingangsadmittantie bij frequentie s inderdaad is $\delta g_m + \mathrm{s}(w^2/2D_b)g_m$ (denk er aan dat $\eta \ll 1$).

De meerderheidsstroom in de basis is een driftstroom, die een elektrisch veld vereist. De richting ervan is loodrecht op die van de minderheidsdragers. In fig. 8.3 is het verloop van de basisstroom in een typische planaire transistor in beeld gebracht.

Hierin zijn vooral twee gebieden interessant: het actieve basisgebied onder de emitter en het inactieve basisgebied nabij het basiscontact. Alle basisstroom moet door het inactieve gebied vloeien, en de stroomweg voert door een materiaal met een beperkte geleidbaarheid. Dit deel van de weg kan worden voorgesteld door een vaste weerstand in serie met de basisaansluiting. Men spreekt van de *extrinsieke* basisweerstand omdat deze buiten het actieve gebied is gelegen.

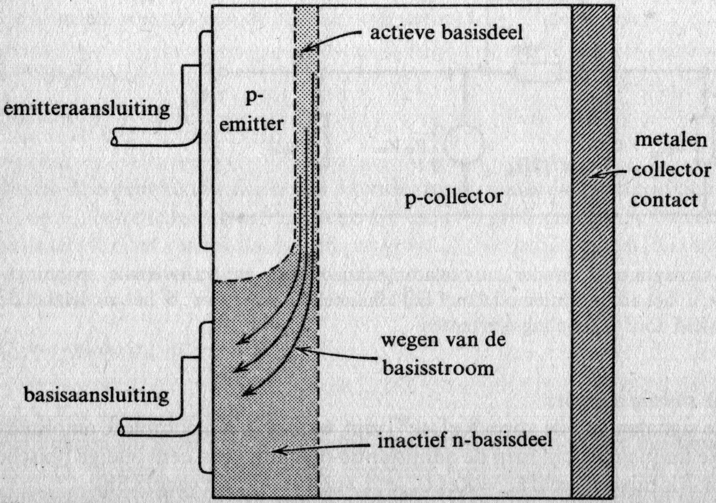


Fig. 8.3. Doorsnede van een pnp-mesatransistor, waarin de weg van de basisstroom is aangegeven.

Het potentiaalverschil dat nodig is voor de meerderheidsstroom in het actieve deel is zo gericht dat de doorlaatvoorspanning op de emitterjunctie erdoor wordt verlaagd. Dit is in fig. 8.3 te zien; de pijl geeft de richting van de basisstroomdoorgang aan voor een pnp-transistor. Het potentiaalverschil dat voor deze stroomdoorgang nodig is maakt het bovenste deel van het actieve basisgebied positief ten opzichte van het onderste deel. Ten gevolge van dit spanningsverlies neemt de stroomdichtheid van de minderheidsdragers in de basis af naarmate we verder van de emitterrand grenzend aan het basiscontact af gaan, dieper het actieve gebied binnengaan (naar *boven* toe in fig. 8.3). Bij zeer kleine stroomsterkten is het effect verwaarloosbaar, maar naarmate de stroom toeneemt wordt het transversale spanningsverlies in de basis steeds belangrijker. De toeneming van de collector-

stroom blijft dan achter bij $e^{eU_{EB}/kT}$. Binnen een zeer ruim stroombereik kan men dit effect voorstellen door een *intrinsieke* basisweerstand, die aan de extrinsieke basisweerstand wordt toegevoegd. De intrinsieke weerstand is geen aanwijsbaar geconcentreerd element, zoals de extrinsieke tegenhanger, maar het gesommeerde effect van een verdeeld spanningsverval. De waarde ervan neemt af naarmate het gelijkstroomniveau hoger wordt, en wel om twee redenen. In de eerste plaats brengt het feit dat de collectorstroom sterk exponentieel afhangt van de spanning op de emitterjunctie met zich mee dat het grootste deel van de gatenstroom verloopt via het deel van het actieve gebied dicht bij het basiscontact, althans bij grote stroomsterkten. Onder die omstandigheden wordt het actieve basisdeel van de transistor versmald, waardoor de effectieve resistieve weglengte in de basis terugloopt. In de tweede plaats geldt bij hoge stroomsterkten de benadering van beperkte injectie niet langer, en wordt de geleidbaarheid van het basismateriaal verhoogd door de overmaat concentratie van de meerderheidsdragers in het basisgebied; ook dit draagt bij tot een verlaging van de intrinsieke basisweerstand.

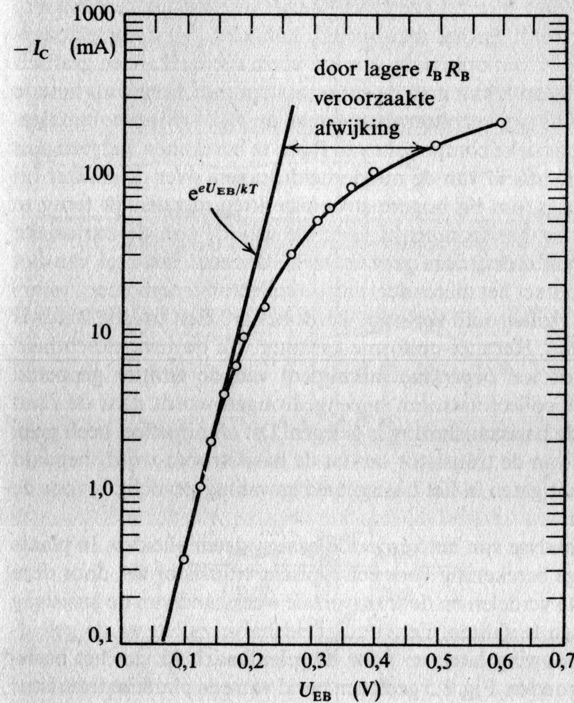


Fig. 8.4. I_C op een logaritmische schaal uitgezet tegen U_{EB}, waaruit de afwijkingen van het exponentiële verloop blijken welke normaliter in transistors bij hoge stroomsterkten optreden.

De invloed van de basisweerstand op de gelijkstroom is in fig. 8.4 in beeld gebracht, waarin de gemeten collectorstroom is uitgezet tegen de basis-emitterklemspanning over een groot stroombereik. Tot aan 3 mA treedt er nauwelijks enige afwijking van de $e^{eU_{EB}/kT}$-betrekking op. De afwijking bij hogere stroomsterkten kunnen we opvatten als het effect van een equivalente vervangingsweerstand in de basis voor grote gelijkstroomsignalen, $R_B(I_C)$, gedefinieerd door

$$(-I_C) = I_o e^{e(U_{EB}+I_B R_B)/kT} \tag{8.12}$$

De schaalfactor, I_o wordt voor elke transistor apart bepaald door middel van metingen bij zulke lage stroomsterkten dat $I_B R_B$ verwaarloosbaar klein is. (Bij het interpreteren van de analyse in deze paragraaf moet men er goed aan denken dat I_C en I_B voor een pnp-transistor in het actieve gebied negatieve grootheden zijn.)

We kunnen de differentiaalvergelijkingen voor $U_{EB}(y)$ opstellen, waarin y de plaatscoördinaat is gemeten vanuit de basiscontactrand van het actieve gebied verder het actieve gebied *in*. In het geval van gelijkstroom levert dit een niet-lineaire differentiaalvergelijking, vanwege de niet-lineariteit van $e^{eU_{EB}/kT}$ en het niet-lineaire karakter van de geleidbaarheidsmodulatie. De vergelijking heeft een oplossing van een vorm die men alleen grafisch kan voorstellen. Als $U_{EB}(y)$ dan bekend is kan men de collectorstroomdichtheid als functie van y berekenen en integreren om de totale collectorstroom en de basisstroom te bepalen. In beginsel is de waarde van de intrinsieke component van R_B zo te berekenen, hetgeen dan tot resultaat heeft dat de stroomdichtheid van de minderheidsdragers over de emitter bij lage stroomniveaus bijna uniform is, om bij hogere stroomsterkten aanzienlijk terug te lopen naarmate men verder van het basiscontact af gaat. De waarde van de intrinsieke basisweerstand neemt af als de collectorstroom groter wordt, doordat het deel van het actieve gebied dicht bij het basiscontact het merendeel van de collectorstroom voert, waardoor het basisdeel waarbinnen de driftstroom verloopt wordt bekort. Een tweede factor is dat dan de geleidbaarheid toeneemt. Het niet-uniforme karakter van de stroomdichtheid van de minderheidsdragers wordt wel *beperking* (afknijpen) van de emitter genoemd ('emitter crowding'), aangezien de collectorstroom bijeengedrongen wordt naar de rand van de emitter die het dichtst bij de basisaansluiting is gelegen. Dit afknijpeffect heeft geen invloed op de stroomversterking van de transistor omdat de basisstroom wordt bepaald door de totale opslag aan overmaat gaten in het basisgebied en weinig gevoelig is voor de precieze verdeling van deze gaten.

We zullen hier geen volledige analyse van het verdeelde basissysteem afleiden. In plaats daarvan voeren we een eenvoudige berekening voor een typische transistor uit, door deze in een aantal kleinere transistors te verdelen en de transversale weerstand van de basislaag extern op de kleine transistors aan te sluiten. Eenvoudigheidshalve zullen we de geleidbaarheidsmodulatie buiten beschouwing laten en voor de geleidbaarheid van het basisgebied een constante waarde aanhouden. Fig. 8.5 geeft een beeld van een planaire transistor met symmetrische basisaansluitingen. Vanwege de symmetrie zullen we slechts de helft ervan onderzoeken, en doen alsof de emitter tweemaal zo lang is als in feite het geval is. De

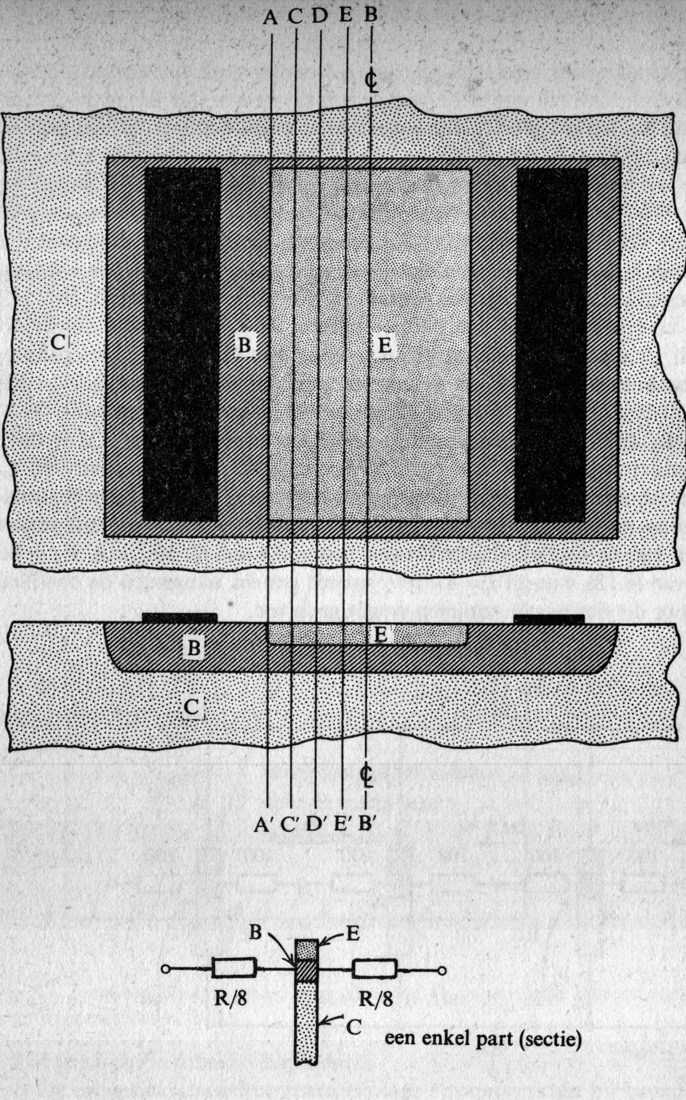


Fig. 8.5. De fysische grondslag van een model met vier secties, voor gebruik in berekeningen van de spanningsverliezen in de basis.

transversale weerstand van de in lengte verdubbelde actieve basislaag tussen AA' en BB' is R. We verwaarlozen de stroomdoorgang parallel aan R door het basismateriaal buiten het actieve gebied. Het actieve gebied is in vier gelijke parten verdeeld, en wel door de vlakken CC', DD' en EE'. Van elk van deze parten nemen we aan dat de interne transversale basisweerstand nul is, terwijl een externe weerstand van $R/8$ Ω aan weerszijden van elk part is aangesloten, zoals in fig. 8.5 is getekend. De kleine transistors zonder basisweerstand gedragen zich overeenkomstig de modellen waarin de basisweerstand buiten beschouwing is gelaten. We gebruiken vier parten omdat dit aantal voldoende is om een goed beeld te geven van het verschijnsel zonder dat de berekeningen daarbij erg ingewikkeld worden. Voor sommige praktische berekeningen kan men met minder secties volstaan, voor andere daarentegen kan weer een groter aantal vereist zijn.

Fig. 8.6 geeft een compleet schema met de vier parten; de erin vermelde numerieke waarden zijn typisch voor een germaniumtransistor voor lage vermogens. De spanning tussen de externe basisaansluiting (B) en de emitteraansluiting noemen we U_{BE}. Elk afzonderlijk part heeft een I_o van 10^{-7}, zodat elk ervan een collectorstroom van -10^{-7} $e^{eU_B/kT}$ voert, waarin U_B de emitter-basisspanning van het betreffende part is. δ is op 0,025 gesteld, zodat de basisstroom van elk part 0,025 I_C bedraagt. De totale basisstroom I_{BT} wordt toegevoerd via aansluiting B. Men berekent nu het gedrag door I_{C4} een bepaalde waarde toe te kennen en dan terug te werken. Tabel 8.1 geeft de verschillende uitkomsten weer voor een bereik van de totale collectorstroom tussen 0,4 mA en 10,7 mA. R_B is berekend met behulp van (8.12), waarin $I_o = 4 \times 10^{-7}$ wordt gesteld, aangezien de complete transistor immers door de vier parten tezamen wordt gevormd.

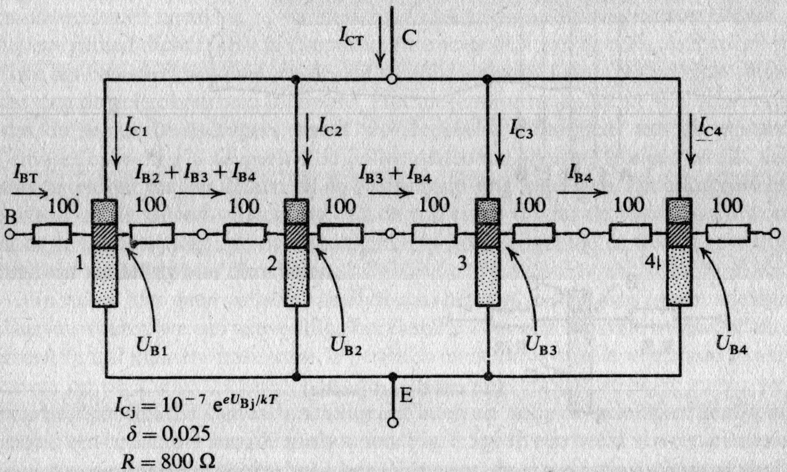


Fig. 8.6. Geconcentreerd model met vier secties, voor berekening van de basisweerstand.

TABEL 1

Stromen in mA $(-I_{CT})$	$(-I_{C1})$	$(-I_{C2})$	$(-I_{C3})$	$(-I_{C4})$	R_B
0,424	0,114	0,107	0,103	0,100	273 Ω
1,419	0,439	0,361	0,319	0,300	250
4,420	1,831	1,089	0,814	0,700	213
8,490	4,360	1,908	1,222	1,000	159

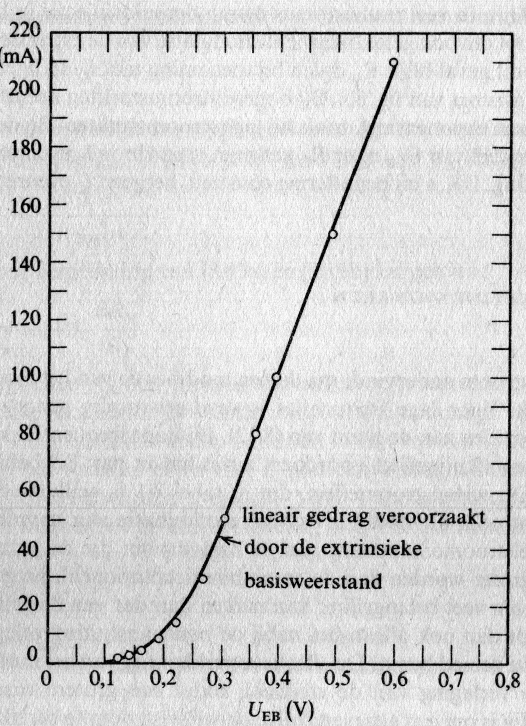


Fig. 8.7. I_C op een lineaire schaal uitgezet tegen U_{EB}, waaruit de invloed van de basisweerstand bij hoge stroomsterkten blijkt.

Uit de gegevens in tabel 8.1 blijkt dat:

1. De intrinsieke basisweerstand bij lage stroomsterkten bij benadering $R/3$ ($=267\ \Omega$) bedraagt, en dat dan weinig afknijpen optreedt. Onder die omstandigheden voeren alle vier de parten dan ook bijna dezelfde collectorstroom.

2. Naarmate de collectorstroom toeneemt daalt de intrinsieke basisweerstand beneden $R/3$, terwijl het afknijpeffect merkbare vormen gaat aannemen.

Het model met vier secties is te grof om een goed beeld te geven van de teruggang van de intrinsieke basisweerstand met de stroom vanwege de 100 Ω-ingangsweerstand.

In elk geval geldt voor de typische transistor in ons voorbeeld bij hogere stroomniveaus de voorwaarde van de beperkte injectie niet langer, terwijl de intrinsieke basisweerstand bovendien nog sneller afneemt ten gevolge van geleidbaarheidsmodulatie van de transversale basisweerstand. Bij grote stroomsterkten wordt de intrinsieke basisweerstand klein ten opzichte van de extrinsieke component van de basisweerstand, terwijl R_B bij opvoering van de collectorstroom constant blijft. In veel transistors is de minderheidsinjectie in het *inactieve* basisgebied voldoende groot om ook geleidbaarheidsmodulatie van de extrinsieke basisweerstand te veroorzaken. In dit geval blijft R_B dalen bij toeneming van I_C. In fig. 8.7 is U_{EB} uitgezet tegen I_C voor de transistors van fig. 8.4. Bij hogere stroomsterkten neemt I_C bijna lineair toe met U_{EB} in plaats van exponentieel, zoals bij lage stroomsterkten. Bij deze hoge stroomniveaus gaat het merendeel van U_{EB} over R_B verloren, waardoor I_B evenredig wordt met U_{EB}. De stroomversterking, $1/\delta$, is bij benadering constant, hetgeen I_C evenredig maakt met U_{EB}.

8.4. DE BASISWEERSTAND BIJ KLEINE SIGNALEN

8.4.1. *Inleiding*

De weerstand die de laterale basisstroom ondervindt maakt een modificatie van het model voor kleine signalen noodzakelijk. Voor lage frequenties is deze eenvoudig genoeg te vinden, en wel door dI_C/dU_{EB} te bepalen aan de hand van (8.12). Bij hoge frequenties kan zich een uitgesproken wisselstroom-afknijpeffect voordoen, naast het in par. 8.3 behandelde gelijkstroom-afknijpeffect. Dit wisselstroomeffect, dat in tabel 8.1 is geïllustreerd, wordt veroorzaakt door de basisstroom die nodig is om de recombinatie aan te vullen. Bij hoge frequenties kan de wisselstroomcomponent van de basisstroom die de ladingopslag in de basis verzorgt, veel groter worden dan de recombinatiecomponent, hetgeen het afknijpeffect van de wisselstroom veel belangrijker kan maken dan dat van de gelijkstroom. Bij hoge frequenties wordt dan ook alleen het nabij de basisaansluiting gelegen deel van het bij gelijkstroom actieve gebied benut. De effectieve verkleining van het nuttige oppervlak leidt tot een effectieve verlaging van de steilheid, zodat een grotere wisselspanning op de emitterjunctie nodig is om een gegeven collector-wisselstroom te bereiken. Als we nu toch een vervangingsschema willen gebruiken waarvan de steilheid evenredig is met I_C en onafhankelijk is van de frequentie, moet er een geschikte impedantie in serie met de basis worden geschakeld om het feitelijke verschil in junctiespanning in rekening te brengen. Bij hoge frequenties moet deze impedantie capacitief zijn, omdat de basis-emitterimpedantie capacitief is en de toeneming van de spanning over de impedantie in fase moet zijn met de junctiespanning.

8.4.2. *Basisweerstand bij lage frequenties*

Fig. 8.8 geeft een model voor lage frequenties en kleine signalen waaraan een basisweerstand $r_b(I_C)$ is toegevoegd (vergelijk fig. 7.9). Het model is goed geschikt om de ingangsimpedantie en de kortsluituitgangsstroom te bepalen; y_r wordt erin verwaarloosd omdat deze factor bij kortsluiting van de uitgang onbelangrijk is. De waarde van $r_b(I_C)$ kan aan de hand van (8.12) worden gevonden door dI_C/dU_{EB} uit te werken. Het lineaire model voor kleine signalen geeft een beeld van de transistorwerking in het geval van kleine stroom- en spanningsveranderingen om een gegeven werkpunt; het is verkregen door differentiatie van de niet-lineaire gelijkstroomvergelijkingen. We herinneren eraan dat r_b een functie is van I_C, zoals uit tabel 8.1 blijkt. (8.12) levert ons voor dI_C/dU_{BE}:

$$\frac{dI_C}{dU_{BE}} = -\frac{dI_C}{dU_{EB}} = \frac{1/\delta}{(1/\delta g_m) + R_B + I_C(dR_B/dI_C)} \tag{8.13a}$$

Het voorgestelde vervangingsschema, fig. 8.8, levert ons de overdrachtsfactor voor kleine signalen, i_c/u_{eb}, hetgeen gelijk moet zijn aan dI_C/dU_{EB}:

$$\frac{i_c}{u_{be}} = \frac{1/\delta}{(1/\delta g_m) + r_b} \tag{8.13b}$$

Door vergelijking van (8.13a) en (8.13b) krijgen we:

$$r_b = R_B + I_C \frac{dR_B}{dI_C} \tag{8.14}$$

Aangezien R_B met toenemende collectorstroom daalt, is r_b kleiner dan R_B, maar nadert tot R_B voor kleine I_C-waarden. R_B en r_b zijn handige voorstellingswijzen waarmee we een verdeeld systeem kunnen omzetten in een eenvoudig geconcentreerd model, maar aangezien het verband ervan met I_C niet eenvoudig mathematisch is vast te leggen moeten ze met overleg worden toegepast. Voor sommige transistordoeleinden, met name die voor lage frequenties en kleine signalen, is r_b klein ten opzichte van $1/\delta g_m$, zodat dan een ruwe benadering van de waarde voldoende is.

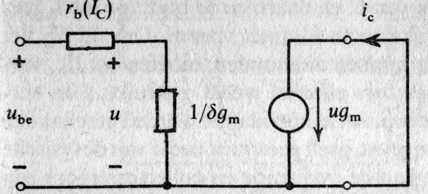


Fig. 8.8. Vervangingsschema voor het bepalen van de basisweerstand bij lage frequenties.

8.4.3. *Basisweerstand bij hoge frequenties*

Fig. 8.9 is een 'geconcentreerd' model van de verdeelde transistorwerking bij hoge frequenties, met de collector kortgesloten. Het geheel is weer in parten (secties) gesplitst, precies als in fig. 8.5, maar nu in n stuks. Elke sectie wordt voorgesteld door het model voor kleine signalen zonder basisweerstand, en alle zijn onderling verbonden door delen van de basisweerstand. In het algemeen gesproken zal hierbij afknijpen van de emitter optreden, zodat y_1 en g_{m1} groter zijn dan y_2 en g_{m2}, en die op hun beurt groter dan y_3 en g_{m3}. Als de frequentie zo hoog wordt dat de capacitieve component van de ingangsadmittantie van elke sectie gaat overheersen, nemen we een belangrijke verandering in het gedrag waar. De y's dicht bij de basisaansluiting voeren het grootste deel van de basisstroom (wisselstroom), en de spanning U_n daalt snel naarmate we verder het actieve basisgebied ingaan (in fig. 8.9 verder naar rechts). Dit is het bekende verschijnsel van emitterafknijpen voor wisselstroom.

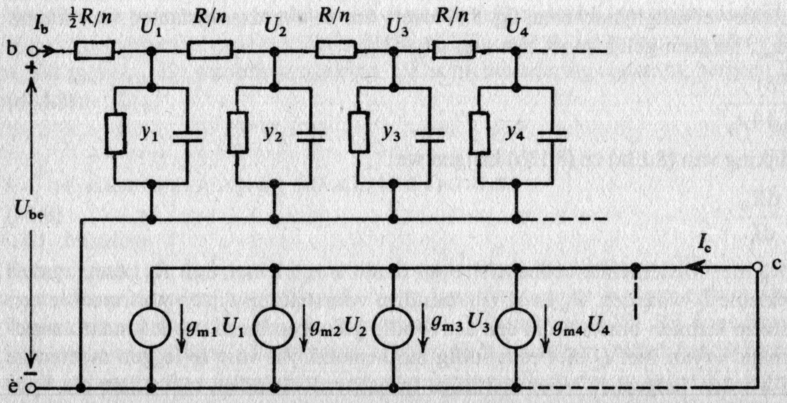


Fig. 8.9. Een geconcentreerde voorstelling van basisimpedantie-effecten bij wisselstroom.

In meer naar rechts gelegen secties is de waarde van U en daarmee de bijdrage tot I_c zeer klein, terwijl ze toch nog een aanzienlijke gelijkstroom kunnen voeren. Om nu bij het stijgen van de frequentie een vaste I_c-waarde te kunnen aanhouden, moeten we U_{be} verhogen, aangezien een kleiner aantal $g_m U$-generators effectief wordt gebruikt. Een vervangingsschema waarin alle y's achter een enkele basisserie-impedantie worden geschakeld, en waarin alle g_m's in één enkele g_m worden samengevat, geeft geen juist beeld van de fysische situatie, ondanks het feit dat voor elke waarde van de frequentie en collectorstroom een bepaalde basisserie-impedantie bestaat die het gedrag van het geheel beschrijft. Omdat het vervangingsschema in fig. 8.2b bij de analyse van schakelingen veelzijdig bruikbaar is, zullen we nu nagaan welke fictieve basisserie-impedantie aan het model moet worden toegevoegd om een goede beschrijving van het transistorgedrag te krijgen als er een aan-

merkelijk afknijpeffect van de wisselstroom optreedt. Ons gemodificeerde model behoudt dan bij alle frequenties de volle ingangsadmittantie en g_m zoals die uit $(e/kT)I_C$ worden berekend; het is weergegeven in fig. 8.10 (de gevolgen van basisdiktemodulatie zijn hierin weer verwaarloosd). z_b is bepaald als het verschil tussen de werkelijke ingangsimpedantie van het verdeelde systeem en de impedantie van δg_m parallel met $sg_m(w^2/2D_b)$. De stroom, $g_m U$, is juist omdat de waarden van δg_m en $sg_m(w^2/2D_b)$ zo worden *gekozen* dat het model de stroomversterking versus frequentieresponsie van de echte transistor vertoont. De transistor gedraagt zich alsof de spanning wordt ontwikkeld over een geleidend element dat parallel geschakeld is met een capaciteit; het geheel levert een constante laagfrequentversterking, gevolgd door een overgang naar een gebied van hogere frequenties waarin de versterking met 6 dB per octaaf afneemt. In het geval dat het afknijpeffect voor gelijkstroom verwaarloosbaar is, kan men het model van fig. 8.9 gebruiken om een lineaire differentiaalvergelijking op te stellen door *n* naar oneindig te laten gaan. Kent men de betreffende randvoorwaarden, dan kan men de zo verkregen differentiaalvergelijking oplossen, hetgeen dan een complete vergelijking voor de ingangsimpedantie levert. Ongelukkigerwijze blijkt het antwoord de vorm te hebben van een hyperbolische functie van een complexe variabele, waardoor de vergelijking binnen het gebied dat ons interesseert alleen numeriek kan worden opgelost. Het is niet mogelijk om voor de gebruikelijke transistorwerkpunten een genormaliseerde grafiek van de uitkomsten te maken, omdat de invloeden van sterke injectie en het afknijpeffect van de gelijkstroom op de basisweerstand buiten beschouwing zijn gelaten. Voor de numerieke berekening van een gegeven transistor moeten we altijd de ingangsimpedantie bij de betreffende werkpunten door *meting* bepalen.

We kunnen een zeker inzicht krijgen in de vorm van z_b bij hoge frequenties door de benadering met vier secties voor de transistor in fig. 8.5 te gebruiken bij een geschikte hoge frequentie en een gelijkstroomniveau waarvoor het afknijpeffect van de gelijkstroom verwaarloosbaar is. We stellen $I_C = 1{,}2$ mA en nemen aan dat elke sectie 0,3 mA voert; uit tabel 8.1 blijkt dat dit redelijke veronderstellingen zijn. We kiezen de werkfrequentie zo dat $2D_b/\omega w^2 g_m$ precies 50 Ω is; voor deze transistor betekent dit een frequentie van onge-

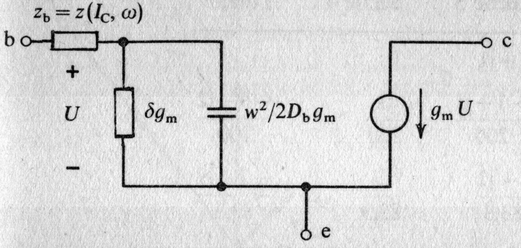
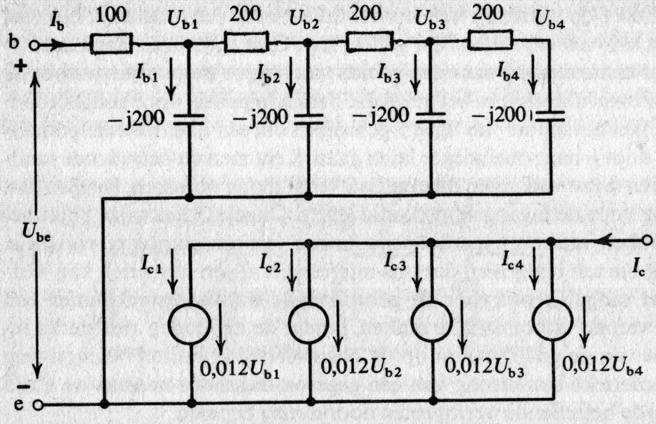


Fig. 8.10. Klein-signaalmodel waarin ook de basisimpedantie in rekening wordt gebracht. Effecten van de basisdiktemodulatie zijn verwaarloosd.

veer $\omega_\tau/3$ (het kan een veel kleiner deel van ω_τ zijn als R kleiner is, of I_{CT} groter). Voor 3 mA collectorstroom per sectie wordt de waarde van $1/\delta g_m$ 3333 Ω. Deze weerstand is dus ten opzichte van de capacitieve reactantie van −j200 Ω te verwaarlozen. Bij de analyse van het model, dat in fig. 8.11 is afgebeeld, gaan we uit van een differentiële spanning 1 V bij fase 0 voor U_{b4}, en gaan dan de treden van de ladder stuk voor stuk op om tenslotte bij de basisaansluiting uit te komen. De resultaten zijn in tabel 8.2 samengevat.



$\omega = 0{,}416(2D_b/w^2)$ $\qquad$ $I_C = 0{,}3$ mA per sectie

Fig. 8.11. Geconcentreerd model met vier secties voor gebruik in basisimpedantieberekeningen bij wisselstroom. Weerstanden en reactanties zijn in Ω aangegeven, geleidbaarheden (conductanties) in S.

TABEL 2

	Sectie 1	Sectie 2	Sectie 3	Sectie 4	Totaal
U_b	$-4+j5$	$j3$	$1+j1$	1	
I_b	$\frac{-5-j4}{200}$	$\frac{-3}{200}$	$\frac{-1+j1}{200}$	$\frac{j1}{200}$	$\frac{-9-j2}{200}$
I_c	$\frac{-4+j5}{83{,}3}$	$\frac{j3}{83{,}3}$	$\frac{1+j1}{83{,}3}$	$\frac{1}{83{,}3}$	$\frac{-2+j9}{83{,}3}$

$$Z_{in} = 100 + \frac{(-4+j5)\times 200}{(-9-j2)} = 161 - j125\ \Omega$$

stroomversterking = j2,4

Het is duidelijk dat bij deze hoge frequentie een aanzienlijk afknijpeffect van de wisselstroom optreedt, want sectie 1 voert zesmaal zoveel signaal als sectie 4. Het afknijpeffect van de gelijkstroom (die we verwaarloosd hebben) leidt er toe dat sectie 1 slechts 1,46 maal zoveel stroom voert als sectie 4. Een tweede interessant punt is de faseverschuiving van sectie naar sectie, die in fig. 8.12 is weergegeven. Men verkrijgt z_b door de reactantie van de ingangscapaciteit van alle vier secties af te trekken van Z_{in}, zodat $z_b = 161 - j75$. Het reactieve deel van z_b brengt het fysische aspect in rekening dat de feitelijke U_b over de beide eerste secties hoger is dan de fictieve spanning op de van de frequentie onafhankelijke condensator $g_m(w^2/2D_b)$ in het model. De eerste twee secties, waarvan de g_m slechts de helft bedraagt van die van de transistor, voeren bijna het gehele signaal en vragen bijna tweemaal zoveel wisselspanning op de basis als de gehele transistor vereist indien geen afknijpeffect van de wisselstroom optreedt. Het resistieve deel van z_b wordt grotendeels door de externe 100 Ω gevormd. De rest is maar klein, vanwege het grote afknijpeffect. Zoals verwacht was is de differentiële stroomversterking onafhankelijk van het wisselstroom-afknijpeffect in de basis, want de basisstroom hangt uitsluitend af van de overmaat gatenopslag, en niet van de verdeling ervan.

In dit illustratieve voorbeeld zijn de invloeden van het gelijkstroom-afknijpeffect en de geleidbaarheidsmodulatie welke bij de gebruikelijke werkpunten in de regel optreden, buiten beschouwing gelaten. In feite wordt in het geval van een uitgesproken afknijpeffect ten aanzien van de gelijkstroom de basisimpedantie resistiever en minder afhankelijk van de frequentie. Het effectieve oppervlak van de transistor loopt dan namelijk terug, omdat het grootste deel van de minderheidsstroom beperkt is tot een smalle baan aan de basiscontactkant van het basisgebied, hetgeen een overeenkomstige verlaging van de differentiële spanningsverliezen bij wisselstroom levert.

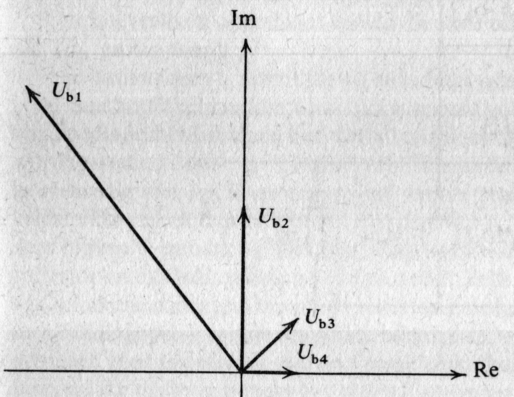


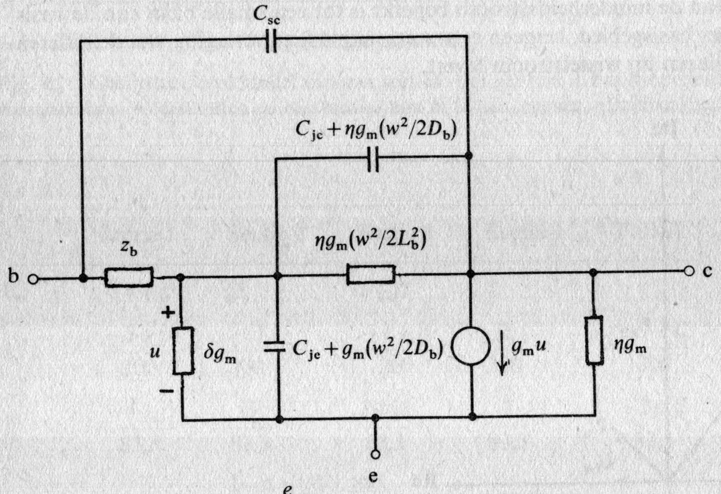
Fig. 8.12. Vectordiagram, waaruit de transversale verzwakking en faseverschuiving van de emitter-basisspanning bij kleine signalen blijkt.

8.5. MODELLEN DIE DE CAPACITEIT VAN DE RUIMTELADINGSLAAG IN REKENING BRENGEN

8.5.1. *Inleiding*

Om ons vervangingsschema voor kleine signalen nog verder te verbeteren moeten we de capaciteiten van de ruimteladingslagen verdisconteren. De capaciteit van de emitter-ruimteladingslaag, C_{je}, wordt eenvoudig parallel geschakeld met de condensator die de basis oplaadt, $(w^2/2D_b)g_m$, op de wijze van fig. 8.13, omdat deze via de basis moet worden opgeladen. De capaciteit van de collectorjunctie moet in twee delen worden gesplitst, zoals uit fig. 8.3 is af te lezen. We geven het deel binnen het actieve basisgebied aan met C_{jc}; het wordt op de manier van fig. 8.13 verbonden omdat het via de basisimpedantie wordt opgeladen, in tegenstelling tot het deel dat buiten het actieve basisgebied is gelegen. Dit met C_{sc} aangeduide deel is dan ook direct tussen basis- en collectoraansluitingen verbonden. Men noemt dit laatste deel van de ruimteladingscapaciteit dikwijls de capaciteit van de *overlapdiode*, omdat het betreffende deel van de collectorjunctie niet deelneemt aan de transistorwerking en de rol speelt van een diode met tegenvoorspanning tussen basis en collector.

Deze splitsing van de capaciteit van de ruimteladingslaag gaat niet helemaal op als er een aanzienlijk afknijpeffect van de minderheidsstroom in de basis optreedt. Onder deze omstandigheden is het deel van het actieve basisgebied dat ver van de basisaansluiting af



$$g_m = \frac{e}{kT} I_C$$

Fig. 8.13. Gedetailleerd vervangingsschema voor kleine signalen.

ligt in feite *niet actief*, zodat het betreffende deel van C_{jc} in serie met het bijbehorende deel van C_{je} direct tussen collector- en emitteraansluitingen gaat werken.

Het volledige model voor kleine signalen, zoals dat in fig. 8.13 is afgebeeld en dat men meestal het hybride-π-model noemt, ziet er nogal vervaarlijk uit. Gelukkig zijn er maar zeer weinig toepassingen waarvoor men alle elementen in het model tegelijkertijd in rekening moet brengen. Het is dikwijls mogelijk om met een deel ervan te volstaan, en wel om de volgende redenen.

1. De signaalbron of belasting die op de transistor zijn aangesloten maken de invloeden van één of meer van de elementen verwaarloosbaar.

2. Variaties of onzekerheden in een parameter maken het gebruik van één of meerdere elementen zinloos omdat hun invloeden kleiner zijn dan andere onzekerheden in de analyse.

3. Andere fysische factoren die bij de afleiding van het model in fig. 8.13 buiten beschouwing zijn gebleven, brengen onzekerheden met zich mee die de invloeden van één of meerdere elementen in het model overschaduwen.

8.5.2. *Transistors met niet-uniforme basisdoping*

Ofschoon ons model voor kleine signalen is ontwikkeld op basis van de gedetailleerde werking van een transistor met uniforme basisdoping (bij beperkte injectie), is de algemene structuur van het model zodanig dat het ook kan worden gebruikt voor de beschrijving van andere soorten transistors. De voornaamste kenmerken waar bij de afleiding van is uitgegaan waren:

1. de collectorstroom I_C neemt toe als de ladingopslag die via de basis binnenstroomt groter wordt;

2. de ladingopslag neemt toe als U_{EB} groter wordt;

3. de hoeveelheid opgeslagen lading die voor een gegeven I_C-waarde nodig is, neemt toe als U_{CB} groter wordt;

4. de basisstroom I_B neemt toe als de ladingopslag groter wordt.

Al deze hoofdkenmerken doen zich eveneens voor in een transistor waarin het transport van de minderheidsdragers niet uitsluitend door de diffusie wordt bepaald maar daarnaast wordt gesteund door een elektrisch veld binnen de basis. De driftcomponent van de stroom is evenredig met $\mu p_b E$, en toeneming van de stroomsterkte bij een gegeven elektrische-veldsterkte vereist dan ook een toeneming van p_b, zodat de kenmerken 1, 2 en 4 onveranderd blijven. Kenmerk 3 geldt altijd, want de basisdikte moet veranderen als de dikte van de collector-ruimteladingslaag gewijzigd wordt. Zelfs in het geval van een uniforme verdeling van minderheidsdragers binnen de basis ten gevolge van een uitgebreid uniform veld, zal de totale ladingopslag van de basisdikte afhangen. De algemene vorm van het model geldt dus evenzeer voor transistors met een geleidelijke basisdoping, hoewel in het geval van een aanzienlijke driftcomponent het gedetailleerde verband tussen de circuitparameters en de interne stromen verandering kan ondergaan.

8.5.3. *De bepaling van de parameterwaarden van het model*

Het vervangingsschema in fig. 8.13, dat gebaseerd is op het inwendige fysische gedrag van de transistor, vertoont een 1,1-correspondentie tussen de meeste erin voorkomende elementen en de interne fysische verschijnselen.

Uit een analyse van het interne fysische gedrag moet dus blijken hoe de waarden van de elementen afhangen van de eigenschappen van de transistor, de opbouw ervan en de werkomstandigheden. Voor de bepaling van de numerieke waarden van de verschillende parameters blijkt een dergelijke analyse echter in het algemeen gesproken onbruikbaar, omdat het geheel dan te gecompliceerd wordt en er teveel onzekerheden optreden ten gevolge van veranderingen in de materiaalparameters tijdens het fabricageprocédé, of ook doordat men enkele van deze bewerkingen onvoldoende in de hand heeft. Verder is het niet eens mogelijk om na de fabricage door een zuiver fysisch onderzoek te bepalen of de transistor aan de eisen voldoet, althans niet zonder de transistor daarbij onbruikbaar te maken. De enige bruikbare methode om de elementwaarden in het model te bepalen wordt dan ook gevormd door elektrische metingen van de klemvariabelen. *Welke* variabelen men hierbij meet hangt voornamelijk af van het gemak van de meting en de interpretatie van het resultaat in termen van de modelparameters.

9. TRANSISTOR-*UI*-KARAKTERISTIEKEN VOLGENS HET EBERS-MOLL-MODEL

9.1. NIET-LINEAIRE TRANSISTORWERKING

Onze analyse van transistors is in de voorgaande twee hoofdstukken beperkt gebleven tot het gedrag ten aanzien van *kleine signalen.* Door deze beperking konden we de exponentiële betrekking tussen de dragersconcentratie en de junctiespanning en de niet-lineaire vergelijking tussen de basisdikte en de junctiespanning beide als lineair beschouwen, hetgeen het mogelijk heeft gemaakt om lineaire differentiële modellen af te leiden voor een transistor die zich in het actieve (normale) gebied bevindt.

Voor veel praktische doeleinden heeft men echter niets aan dergelijke modellen voor kleine signalen. Zo kan de transistor door grote signaalzwaaien tot buiten de grenzen van het actieve gebied worden uitgestuurd, wat met name in schakelcircuits gebeurt. Ook kunnen de signalen zo groot worden dat differentiële modellen niet langer een redelijke benadering kunnen leveren, zelfs al blijft de transistor geheel binnen het actieve gebied; deze situatie doet zich met name bij lineaire vermogensversterkers voor. We willen daarom nu vervangingschema's afleiden die een beeld geven van het niet-lineaire verloop van de transistorklemvariabelen als responsie op *grote signalen.*

Aangezien onze modellen toch betrekkelijk gemakkelijk hanteerbaar moeten blijven, moeten we enkele vereenvoudigende benaderingen invoeren. We zullen daarom onze aandacht vooral richten op het gebied van *lage frequenties* oftewel betrekkelijk *langzame veranderingen,* en de componenten van de klemstroom die de overmaat-ladingopslag in de transistor *veranderen* geheel buiten beschouwing laten. Verder verwaarlozen we ook het feit dat de basisdikte afhangt van de voorspanning op de juncties, dat wil zeggen we nemen aan dat de basisdikte constant is. Zoals gebruikelijk zullen we alleen beperkte injectie beschouwen en ohmse spanningsverliezen binnen de neutrale gebieden en bij de contacten verwaarlozen.

De behandeling in dit hoofdstuk is gebaseerd op de situatie in een pnp-transistor. De fysische verschijnselen die in een npn-transistor optreden zijn hieraan in wezen gelijk; het gebruik van ladingdragers met tegengesteld teken brengt uiteraard geen wijziging van betekenis in de methodiek.

9.2. HET INWENDIGE GELIJKSTROOMGEDRAG VAN DE GEÏDEALISEERDE TRANSISTOR

9.2.1. *Inleiding*

Naast de bovenstaande uitgangspunten ten aanzien van ons geïdealiseerde transistormodel zullen we om te beginnen aannemen dat de emitter-, basis- en collectorgebieden

homogeen zijn, zodat de doopstoffenconcentratie in elk gebied uniform is. De betreffende resultaten gelden in het bijzonder voor gelegeerde transistors, die uit homogene gebieden zijn opgebouwd. Later, in par. 9.5, zal blijken dat het afgeleide model voor grote signalen ook geldt als de gebieden niet homogeen zijn maar geleidelijke doopstoffenverdelingen te zien geven. We gaan uit van het in fig. 7.2a afgebeelde eendimensionale model, en gebruiken de in fig. 7.2b gegeven definities van de klemvariabelen.

9.2.2. *De invloed van de aangelegde spanning op de concentratie van de overmaat-ladingdragers*

Het voornaamste effect van de op de twee pn-juncties van een transistor aangelegde spanning is dat de minderheidsconcentraties bij de grenzen van de ruimteladingsgebieden erdoor veranderen. Zijn de injectieniveaus laag, zodat de minderheidsconcentraties klein blijven ten opzichte van de overeenkomstige meerderheidsconcentraties in de evenwichtstoestand, dan kan men de overmaat-minderheidsconcentraties aan de grenzen van de ruimteladingsgebieden als volgt met behulp van (2.19) bepalen.

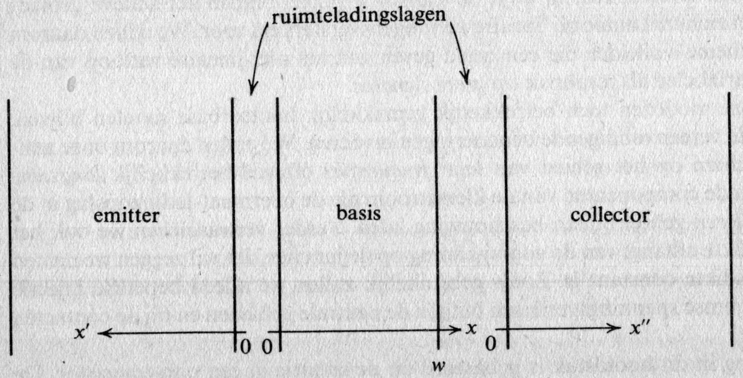


Fig. 9.1. Coördinatenstelsels voor het eendimensionale transistorsmodel.

De overmaat-gatenconcentratie in de *basis* is bij de emittergrens (dat wil zeggen bij $x=0$ in fig. 9.1):

$$p'_b(0) = p_{bo}(e^{eU_{EB}/kT} - 1) \tag{9.1a}$$

De overmaat-gatenconcentratie in de basis is bij de collectorgrens ($x=w$):

$$p'_b(w) = p_{bo}(e^{eU_{CB}/kT} - 1) \tag{9.1b}$$

De overmaat-elektronenconcentratie is in de *emitter* bij de grens van het ruimteladingsgebied ($x'=0$):

$$n'_e(0) = n_{eo}(e^{eU_{EB}/kT} - 1) \tag{9.1c}$$

De overmaat-elektronenconcentratie in de *collector* is bij de grens van het ruimteladingsgebied ($x''=0$):

$$n'_c(0) = n_{co}(e^{eU_{CB}/kT} - 1) \tag{9.1d}$$

9.2.3. *De verdelingen van de overmaat-dragersconcentraties*

Doordat de aangelegde voorspanningen U_{EB} en U_{CB} overmaat-concentraties bij de grenzen van de neutrale gebieden teweeg brengen, treedt binnen de neutrale gebieden een verloop van de overmaat-dragersconcentraties op, die tot junctiestromen leiden. De verdeling van de overmaat-dragers in de drie neutrale gebieden van de transistor moet voldoen aan de continuïteitsbetrekking voor de betreffende minderheidsdragers.

Bij beperkte injectie worden de overmaat-minderheidsconcentraties in de homogene emitter-, basis- en collectorgebieden bepaald door de diffusievergelijkingen op te lossen (voor elektrische veldsterkte nul) met behulp van de door (9.1) gegeven randvoorwaarden. In het basisgebied is de diffusievergelijking voor de overmaat-gaten onder stationaire omstandigheden:

$$D_b \frac{d^2 p'_b}{dx^2} = \frac{p'_b}{\tau_b} \tag{9.2}$$

waarin D_b en τ_b de diffusiestroomcoëfficiënt en de levensduur van de minderheidsdragers in de basis voorstellen. (9.2) kan voor de randvoorwaarden van verg. (9.1a en b) worden opgelost door eenvoudig de gebruikelijke technieken voor het oplossen van lineaire gewone differentiaalvergelijkingen toe te passen. Gemakkelijker en voor ons doel voldoende is het echter om er gebruik van te maken dat het basisgebied in *alle* transistors zo dun is dat slechts een zeer klein deel van de via de ruimteladingslagen erin geïnjecteerde minderheidsdragers binnen de basis recombineren. *Als eerste benadering mogen we de recombinatie binnen de basis dan ook verwaarlozen*, op grond waarvan we de diffusievergelijking voor gaten als volgt kunnen schrijven:

$$D_b \frac{d^2 p'_b}{dx^2} \approx 0 \tag{9.3}$$

Uit deze benaderende vergelijking blijkt dat de overmaat-gatenconcentratie $p'_b(x)$ een bijna lineaire functie van de afstand in de basis is. Dit levert de volgende oplossing van (9.3), met behulp van de door (9.1a en b) gegeven randvoorwaarde:

$$p'_b(x) = \frac{w-x}{w} p_{bo}(e^{eU_{EB}/kT} - 1) + \frac{x}{w} p_{bo}(e^{eU_{CB}/kT} - 1) \tag{9.4}$$

De algemene vorm van de overmaat-gatenverdeling in de basis is in fig. 9.2 weergegeven. De exacte verdeling wijkt enigszins af van de lineaire benadering, vanwege de geringe

recombinatie die toch altijd in de basis optreedt. Fig. 9.2 geldt voor positieve voorspanning op de juncties, maar negatieve voorspanning levert analoge resultaten, met dit verschil dat de overmaat-concentratie bij de overeenkomstige rand dan negatief is.

De gatenverdeling in de basis lijkt veel op die in een diode met een dun n-gebied, zoals die in par. 4.7 is behandeld. In dat geval werd de overmaat-concentratie bij $x = w$ laag gehouden door de recombinatie-effecten aan het oppervlak. In een transistor echter kunnen de concentraties bij beide juncties zeer uiteenlopende waarden aannemen, afhankelijk van de voorspanning die op de junctie wordt aangelegd.

De verdelingen van de overmaat-minderheidsdragers in de neutrale gebieden van emitter en collector zijn exponentiële functies van de afstand tot de junctie, althans indien de emitter- en collectorgebieden dik zijn vergeleken met de diffusielengte erin. Is dit niet het geval, dan vertonen de verdelingen een zekere gelijkenis met die in de hierboven genoemde diode met dunne 'basis'. Maar hoe dan ook, men kan altijd de verdeling van de overmaat-minderheidsdragers vinden door de diffusievergelijking op te lossen met behulp van de door (9.1c) ofwel (9.1d) gegeven randvoorwaarden. Zijn de emitter- en collectorgebieden dik, dan levert dit:

$$n'_e(x') = n_{eo}(e^{eU_{EB}/kT} - 1)e^{-x'/L_e} \tag{9.5a}$$

$$n'_c(x'') = n_{co}(e^{eU_{CB}/kT} - 1)e^{-x''/L_c} \tag{9.5b}$$

waarin L_e en L_c de diffusielengten van de minderheidsdragers in emitter respectievelijk collector voorstellen. De verdelingen van de overmaat-minderheidsdragers zijn in fig. 9.3 in beeld gebracht; deze figuur geldt voor positieve spanning op beide juncties.

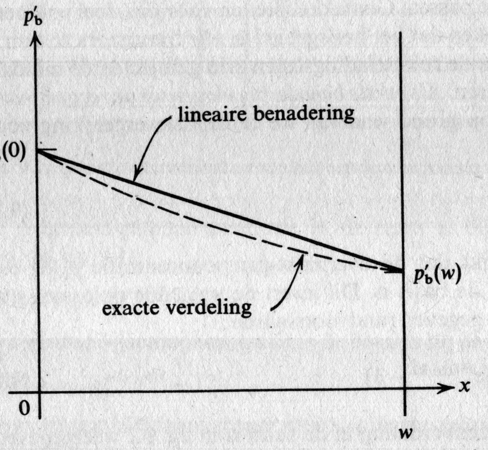


Fig. 9.2. Verdeling van de overmaat-gaten in de basis bij voorwaartsspanning op beide juncties.

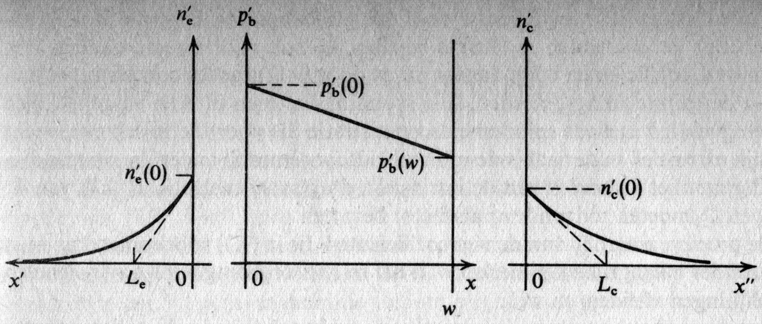


Fig. 9.3. Overmaat-minderheidsverdelingen bij voorwaartsspanning op beide juncties.

9.2.4. *Het verband tussen klemstromen en spanning*

Precies als in het eenvoudige geval van de pn-junctiediode is de totale stroomdichtheid over de juncties de som van de gaten- en elektronenstromen die de junctie passeren. *Zijn de paarvorming en de recombinatie in de ruimteladingslagen verwaarloosbaar*, dan zijn de componentstromen binnen de ruimteladingsgebieden overal constant en is de totale stroomdichtheid bij elke junctie de som van de minderheidsstromen aan de grenzen van het ruimteladingsgebied. Aangezien we voor het ogenblik aannemen dat de neutrale gebieden homogeen zijn, komen deze minderheidsstromen uitsluitend voor rekening van de diffusie. We kunnen daarom de emitter- en collectorstromen van de eendimensionale transistor met oppervlak A schrijven als:

$$I_E = eA\left(-D_b \left.\frac{dp'_b}{dx}\right|_{x=0} - D_e \left.\frac{dn'_e}{dx'}\right|_{x'=0}\right) \tag{9.6a}$$

$$I_C = eA\left(+D_b \left.\frac{dp'_b}{dx}\right|_{x=w} - D_c \left.\frac{dn'_c}{dx''}\right|_{x''=0}\right) \tag{9.6b}$$

Zoals reeds is gebleken uit (9.4) en (9.5) zijn de overmaat-minderheidsconcentraties p'_b, n'_e en n'_c *lineair afhankelijk* van de spanningsfactoren $(e^{eU_{EB}/kT}-1)$ en $(e^{eU_{CB}/kT}-1)$. Hieruit volgt dat de gradiënten van de dragersconcentraties, en daarmee de klemstromen I_E en I_C, lineair afhankelijk zijn van deze zelfde spanningsfactoren. Met andere woorden, de klemstromen moeten van de volgende algemene vorm zijn:

$$I_E = \quad I_{ES}(e^{eU_{EB}/kT}-1) - \alpha_{bR} I_{CS}(e^{eU_{CB}/kT}-1) \tag{9.7a}$$

$$I_C = -\alpha_{bF} I_{ES}(e^{eU_{EB}/kT}-1) + \quad I_{CS}(e^{eU_{CB}/kT}-1) \tag{9.7b}$$

waarin I_{ES}, I_{CS}, α_{bF} en α_{bR} constanten zijn die afhangen van de diffusiestroomcoëfficiënten, de diffusielengten, de minderheidsconcentraties in de evenwichtstoestand, het oppervlak en

de basisdikte. We kunnen deze coëfficiënten voor ons geïdealiseerde transistormodel eenvoudig vinden door de gradiënten in (9.6) te bepalen, of ook door directe meting. Eén eigenschap van deze coëfficiënten volgt meteen uit de door (9.1) gegeven concentraties aan de grenzen van de ruimteladingsgebieden. Alle spanningsfactoren in deze vergelijkingen worden vermenigvuldigd met een minderheidsconcentratie die voor thermisch evenwicht geldt. In redelijk extrinsiek materiaal is de minderheidsconcentratie onder die omstandigheden evenredig met het kwadraat van de intrinsieke dragersconcentratie n_i^2. Elk van de constanten I_{ES} en I_{CS} moeten zodoende n_i^2 als factor bevatten.

Ongeacht de precieze waarden van de vier coëfficiënten die in (9.7) voorkomen kan men nu al twee bijzonder belangrijke kenmerken van het transistorgedrag voor grote signalen uit deze vergelijkingen afleiden, en wel:

a. De emitter- en collectorstromen hangen van de emitter-basis- èn de collectorbasisspanningen af, en wel volgens dezelfde algemene betrekking die tussen de stroom van een pn-junctiediode en de spanning ervan bestaat, met dit verschil dat elke stroom van beide spanningen afhangt.

b. Bij gelijkblijvende spanningen zijn de klemstromen evenredig met n_i^2, en zodoende even temperatuurgevoelig als de verzadigingsstroom van een junctiediode.

Hoewel we bij onze bespreking van een eendimensionaal model zijn uitgegaan, gelden de afgeleide vergelijkingen voor het transistorgedrag voor grote signalen, die de *Ebers-Moll-vergelijkingen* worden genoemd, voor elke willekeurige transistor, *ongeacht de vorm ervan*, mits de injectie beperkt blijft en de spanningsverliezen binnen de transistor overal verwaarloosbaar klein zijn (uitgezonderd op de plaatsen van de juncties). De enige eis die gesteld wordt is dat de emitter- en collectorjunctievlakken zodanig kunnen worden gedefinieerd dat de overmaat-dragersverdelingen uniform zijn op die vlakken, en dat de componenten die de emitter- en collectorstromen vormen deze vlakken kruisen. In par. 9.5 zullen we aantonen dat de Ebers–Moll-vergelijkingen ook gelden voor een transistor met geleidelijke basisdoping.

De Ebers–Moll-vergelijkingen zijn in zoverre reciprook dat de 'koppelcoëfficiënten' $\alpha_{bR} I_{CS}$ en $\alpha_{bF} I_{ES}$ gelijk zijn. We kunnen de aannemelijkheid van deze voorwaarde duidelijk maken door na te gaan welke vorm (9.7) krijgt als de voorspanningen U_{EB} en U_{CB} klein zijn ten opzichte van de thermische spanning kT/e. In dit geval kunnen we (9.7) door reeksontwikkeling vereenvoudigen tot:

$$I_E = I_{ES}\left(\frac{e}{kT}\right)U_{EB} - \alpha_{bR} I_{CS}\left(\frac{e}{kT}\right)U_{CB} \qquad U_{EB} \ll kT/e \tag{9.8a}$$

$$I_C = -\alpha_{bF} I_{ES}\left(\frac{e}{kT}\right)U_{EB} + I_{CS}\left(\frac{e}{kT}\right)U_{CB} \qquad U_{CB} \ll kT/e \tag{9.8b}$$

Uit deze vergelijking blijkt dat als de junctiespanningen klein zijn, de transistor zich als een *lineaire* vierpool gedraagt. Op fysische gronden mogen we verwachten dat de transistor zich bij voldoende kleine voorspanningen als een passief stuk materiaal met drie aanslui-

tingen gaat gedragen, gekenmerkt door *lineariteit* en *reciprociteit*. De lineariteit blijkt al uit (9.8). Voor reciprociteit is nodig dat:

$$\alpha_{bR} I_{CS} = \alpha_{bF} I_{ES} \tag{9.9}$$

Aangezien de coëfficiënten *niet* van de junctiespanningen afhangen, moet (9.9) gelden voor voorspanningen van willekeurige polariteit en grootte.

Voor de geïdealiseerde eendimensionale transistor kunnen we de reciprociteitsvoorwaarde van (9.9) controleren door de coëfficiënten van de Ebers–Moll-vergelijkingen direct te bepalen. Uit een meer algemene argumentatie blijkt overigens dat de reciprociteitsvoorwaarde, precies als de Ebers–Moll-vergelijkingen zelf, geldt voor elke transistor die aan de in par. 9.1 gegeven definitie voldoet, ongeacht de structuur en vorm.

Het verband tussen de basisstroom en de voorspanningen is eenvoudig uit (9.7) af te leiden omdat de basistroom immers wordt gegeven door:

$$I_B = -(I_E + I_C) \tag{9.10}$$

Het ligt voor de hand dat I_B eveneens lineair afhangt van de exponentiële spanningsfactoren.

9.2.5. *Het geïdealiseerde twee-diodemodel*

Het stelsel van twee vergelijkingen dat de *UI*-karakteristieken van het geïdealiseerde transistormodel voor grote signalen weergeeft, kan men op een eenvoudige en zeer praktische manier voorstellen door het in fig. 9.4a afgebeelde model met twee afhankelijke generators en twee ideale exponentiële diodes. De hierin gebruikte diodesymbolen stellen ideale junctiediodes voor, met *UI*-karakteristieken van de vorm:

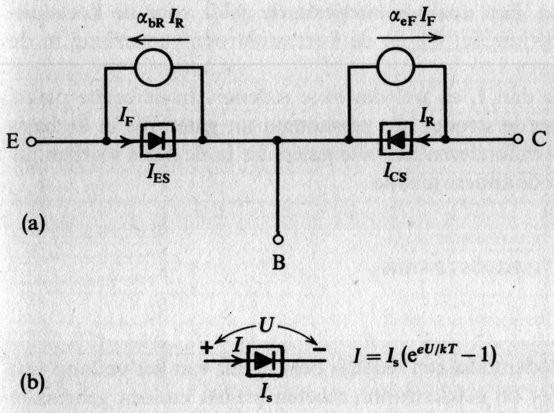


Fig. 9.4. Twee-diodemodel van een transistor, gebaseerd op de Ebers-Moll-vergelijkingen: a. transistormodel; b. symbool voor de geïdealiseerde pn-junctiediode.

$$I = I_s(e^{eU/kT} - 1) \qquad (9.11)$$

waarin I_s de onder het symbool vermelde verzadigingsstroom is, terwijl de polariteiten van stromen en spanningen op de wijze van fig. 9.6b zijn gedefinieerd.

Dit model is op eenvoudige wijze in verband te brengen met de inwendige verschijnselen die zich in de transistor afspelen. De emitter- en collectorstromen kunnen beide in twee componenten worden verdeeld. De component die in de ideale diode vloeit is het gevolg van minderheidsinjectie bij die junctie, terwijl de andere component, die door de stroombron wordt geleverd, ontstaat door minderheidsinjectie bij de andere junctie en transport via de basis. De eerste component van de emitterstroom $I_{ES}(e^{eU_{EB}/kT} - 1)$ is zodoende het resultaat van diodewerking bij de emitterjunctie. De tweede component $-\alpha_{bR} I_{CS}(e^{eU_{EB}/kT} - 1)$ is het resultaat van diodewerking bij de collectorjunctie, die alleen tot de totale emitterstroom kan bijdragen doordat een deel (α_{bR}) van de diodestroom over de basis naar de emitter wordt gevoerd.

Zou men het basisgebied zeer dik maken (ten opzichte van de diffusielengte), dan zouden de delen van de diodestromen die nog zonder recombinatie over de basis getransporteerd kunnen worden zeer klein zijn (dat wil zeggen α_{bR} en α_{bF} zouden kleine waarden krijgen), zodat het transistormodel voor grote signalen vereenvoudigd zou worden tot twee ruggelings tegen elkaar geplaatste diodes met een gemeenschappelijke n-aansluiting.

De vier coëfficiënten die in het Ebers–Moll-model voorkomen kunnen eenvoudig fysisch geïnterpreteerd worden op de wijze van fig. 9.4. Worden de collector- en basisaansluitingen kortgesloten, dan vertonen de emitter-basisaansluitingen de *UI*-karakteristieken van een ideale junctiediode met een verzadigingsstroom I_{ES}. Verder is de verhouding tussen collector- en emitterstroom onder deze omstandigheden $-\alpha_{bF}$. Men noemt I_{ES} daarom de *kortsluitverzadigingsstroom van de emitterjunctie*, en α_{bF} de *kortsluitstroomversterking in de voorwaartsrichting*. Een analoge interpretatie geldt voor de kortsluitverzadigingsstroom van de collectorjunctie, I_{CS}, en de kortsluitstroomversterking in de omkeerrichting α_{bR}.

α_{bF} en α_{bR} zijn beide iets minder dan 1, en wel om twee redenen. In de eerste plaats bestaat de via een junctie geïnjecteerde stroom niet uitsluitend uit gaten die in de basis terecht komen. In de tweede plaats diffunderen niet alle gaten die in de basis worden geïnjecteerd zonder recombinatie naar de andere junctie.

9.3. *UI*-KARAKTERISTIEKEN BIJ GELIJKSTROOM

9.3.1. *Inleiding*

Als het in par. 9.2 afgeleide twee-diodemodel een redelijk beeld geeft van het verloop van de klemvariabelen van een transistor bij gelijkstroom, moeten we het kunnen gebruiken om gelijkstroom-*UI*-karakteristieken van typische transistors af te leiden. Omdat er meerdere mogelijkheden zijn bij de keuze van de afhankelijke en onafhankelijke variabe-

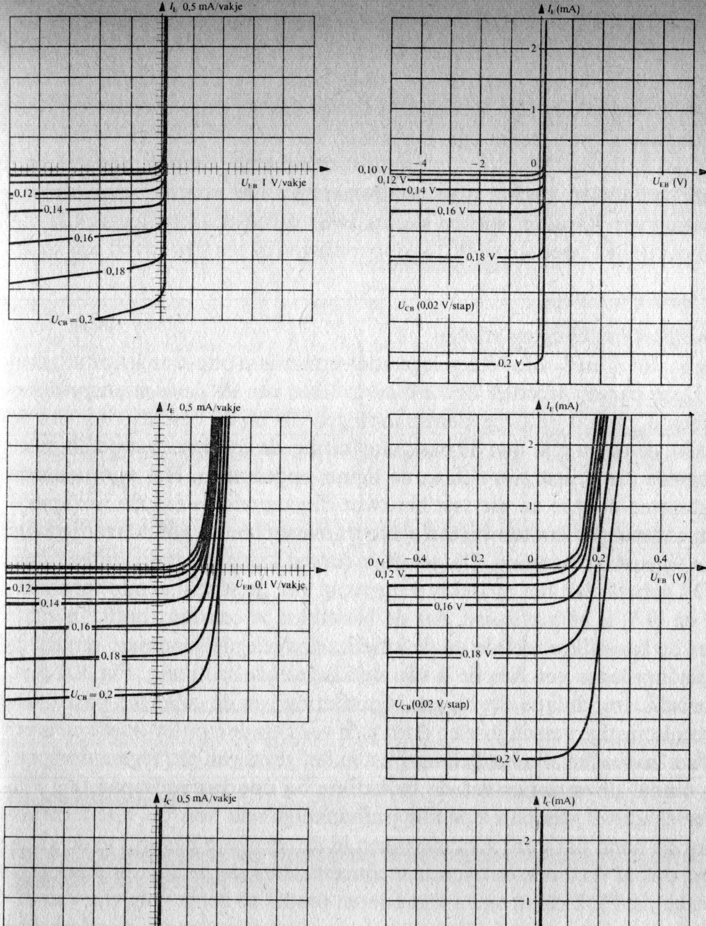


Fig. 9.5. Transistorkarakteristieken voor de gemeenschappelijke-basisaansluiting. Links de gemeten krommen, rechts de voorspellingen van het (Ebers-Moll-) twee-diodemodel.

len, is het sortiment van mogelijke karakteristieken voor een gegeven onderdeel altijd zeer uitgebreid. De transistor wordt elektrisch bepaald door drie klemstromen en drie klemspanningen. Volgens de wetten van Kirchhoff kunnen slechts twee stromen en twee klemspanningen onafhankelijk van elkaar zijn. Een stelsel van twee stromen en twee klemspanningen geeft dus een volledige beschrijving van de transistor. De transistor zelfs levert ten aanzien van deze variabelen slechts twee onafhankelijke functionele betrekkingen, zodat men bij de meting van karakteristieken slechts twee variabelen onafhankelijk van elkaar kan regelen; het kunnen twee stromen, twee spanningen of een stroom en een spanning zijn.

9.3.2. *Gemeenschappelijke-basiskarakteristieken*

In fig. 9.5 zijn metingen van I_E en I_C voor een gelegeerde germanium pnp-transistor uitgezet tegen U_{EB} en U_{CB}. Deze curven worden de *karakteristieken van de gemeenschappelijke-basisaansluiting* genoemd, omdat de twee klemspanningen die bij de beschrijving van de transistor zijn gebruikt, gemeten zijn met de basisaansluiting als gemeenschappelijk punt. De door (9.1) voorspelde krommen zijn ook in de figuur opgenomen. Het voornaamste verschil tussen de gemeten curven en die van het twee-diodemodel is dat de werkpuntkarakteristieken van collector en emitter bij een echte transistor niet stroomverzadigd zijn in het gebied van de tegenvoorspanning. De gemeten curven lopen enigszins uiteen, hun helling is niet nul. Dit gebrek van het model is een gevolg van de stilzwijgende veronderstelling, die in (9.4) en (9.6) is geïmpliceerd, dat de basisdikte w constant blijft. In echte transistors verandert de basisdikte met de op de juncties aangelegde spanning, omdat de dikte van de ruimteladingslagen een functie is van de aangelegde spanning. Fig. 9.6 geeft een beeld van de basisdiktemodulatie die bij een verandering van de collector-basisspanning optreedt. Overeenkomstige verschijnselen doen zich voor als de emitter-basisspanning wordt veranderd. Deze invloeden zijn het belangrijkst in het geval van een tegenvoorspanning op de junctie, omdat de variaties van de basisdikte bij doorlaatvoorspanning volkomen worden overschaduwd door de spanningsafhankelijkheid van de minderheidsinjectie. Het ligt voor de hand dat deze veranderingen in de effectieve basisdikte de klemstromen beïnvloeden, ook al vertonen de overmaat concentraties aan de basisgrenzen geen verandering van betekenis. De klemstromen veranderen omdat ze het gevolg zijn van diffusie (9.6), en deze is verbonden met de hellingverandering van de overmaat-minderheidsverdeling in de basis.

9.3.3. *Gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken*

Een veel gebruikte schaar van transistorkarakteristieken is die waarin I_C en U_{EB} als functies van I_B en U_{CE} worden voorgesteld. Men noemt dit de *gemeenschappelijke-emitterschaar*, omdat de beide klemspanningen bij deze beschrijving van de transistor worden gemeten met de emitteraansluiting als gemeenschappelijk punt. Fig. 9.7 geeft een aantal typische curven van dit type voor dezelfde gelegeerde pnp-transistor die het onderwerp vormt van de curven in fig. 9.5. Ook nu zijn ook de geïdealiseerde karakteristieken op basis van het twee-

diodemodel ter vergelijking weergegeven. Opnieuw blijkt de invloed van de basisdiktemodulatie op de echte transistorkarakteristieken. Voor positieve of negatieve U_{CE}-waarden die groot zijn ten opzichte van kT/e zijn de krommen niet geheel stroomverzadigd, maar ze wijken uiteen en hebben een van nul verschillende helling. Al deze afwijkingen zijn terug te voeren op veranderingen in de effectieve basisdikte ten gevolge van dikteveranderingen van de ruimteladingslagen.

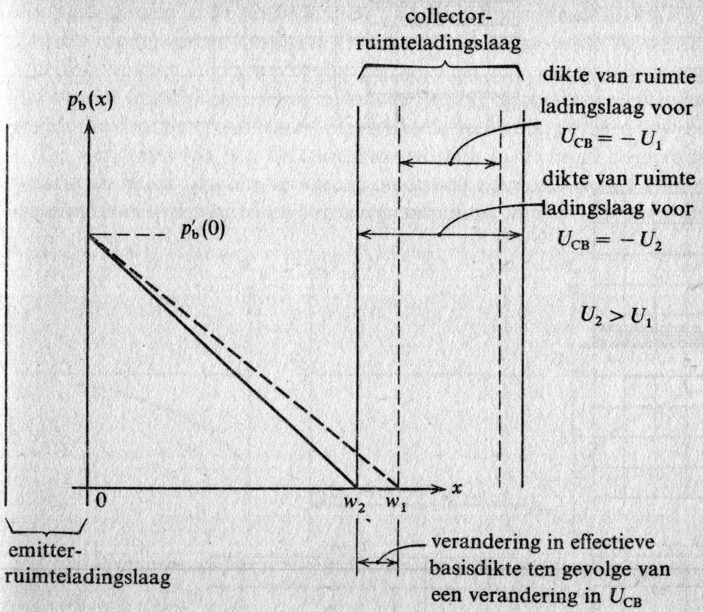


Fig. 9.6. De invloed van een verandering in de collector-basisspanning op de basisdikte en de minderheidsverdeling in de basis.

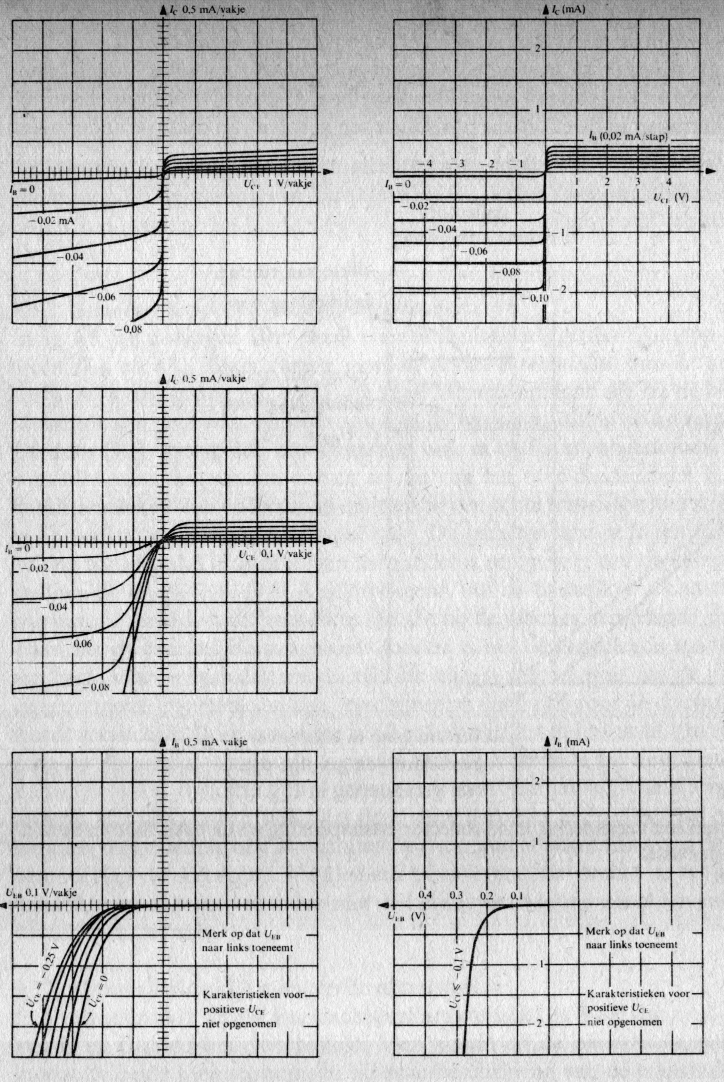


Fig. 9.7. Transistorkarakteristieken voor de gemeenschappelijke-emitteraansluiting. Links de gemeten krommen, rechts de voorspellingen van het (Ebers-Moll-) twee-diodemodel.

9.4.1. *Inleiding*

Het in dit hoofdstuk ontwikkelde niet-lineaire model geeft een beeld van de klemvariabelen en hun onderlinge verband bij willekeurige voorspanningswaarden. Beide juncties mogen immers naar keuze een doorlaat- of een tegenvoorspanning hebben. Voor veel doeleinden wordt het werkgebied door het externe circuit beperkt, zodat bepaalde combinaties van voorspanningen in de praktijk niet te realiseren zijn. In deze situatie kunnen we het niet-lineaire model vereenvoudigen. Om dit aan te tonen verdelen we de *UI*-karakteristieken van de transistor in vier werkgebieden, voor elk waarvan we een vereenvoudigde versie van het model ontwikkelen. Ook zullen we hierbij de interne verdelingen van de overmaat-minderheidsdragers aanduiden die zich in de vier werkgebieden voordoen.

De werkgebieden van de transistor worden in de regel begrensd door de toestanden waarin de beide juncties verkeren; omdat elke junctie slechts twee mogelijkheden bezit, doorlaatvoorspanningen en tegenvoorspanning, zijn er niet meer dan vier combinaties.

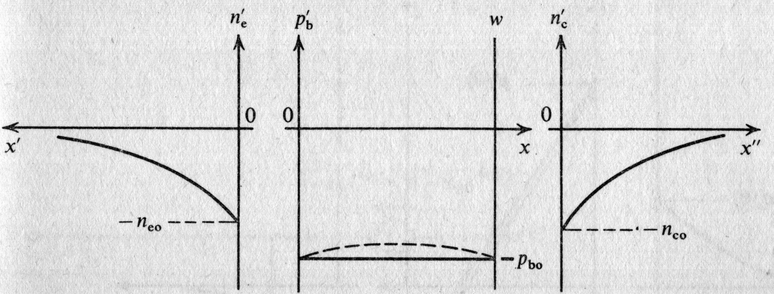


Fig. 9.8. Overmaat-minderheidsconcentraties in de basis in het afsnijgebied.

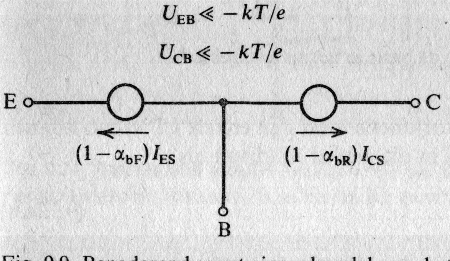


Fig. 9.9. Benaderend groot-signaalmodel voor het afsnijgebied.

9.4.2. *Het afsnijgebied*

Het werkgebied dat gekarakteriseerd is door tegenvoorspanning over beide juncties, heet het *afsnijgebied*. De overmaat-minderheidsconcentratie in de basis is bijna gelijk aan $-p_{bo}$, zoals in fig. 9.8 te zien is. De klemstromen zijn constant en in grote lijnen onafhankelijk van de waarde van de tegenvoorspanningen, zolang deze meer dan enkele kT/e bedragen. Fig. 9.9 geeft het benaderende model voor deze situatie.

9.4.3. *Het actieve gebied*

De transistor bevindt zich in het *actieve gebied* (normale gebied) als er een doorlaatvoorspanning over de emitterjunctie staat, en tegenvoorspanning over de collectorjunctie. We zijn dit werkgebied al in hfdst. 7 en 8 tegengekomen, en er zijn toen al differentiële modellen ontwikkeld voor de beschrijving van *kleine* fluctuaties binnen het gebied. Fig. 9.10 geeft een beeld van de overmaat-minderheidsconcentraties in dit gebied; vergelijk deze figuur met fig. 7.5.

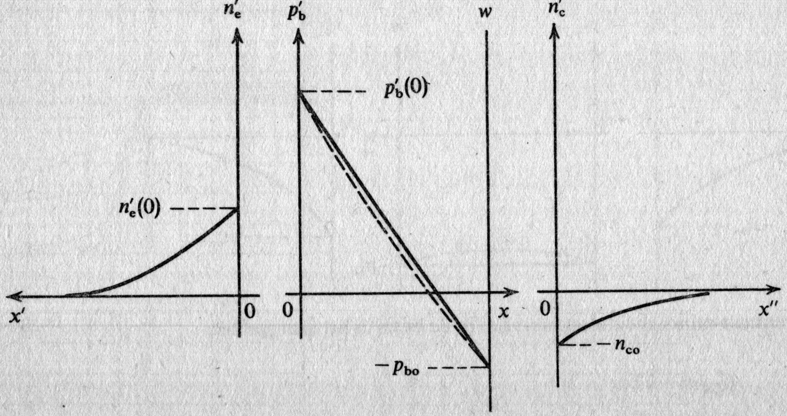


Fig. 9.10. Overmaat-minderheidsconcentraties in de basis in het actieve gebied.

Bedraagt de tegenvoorspanning op de collectorjunctie meer dan enkele kT/e, dan kunnen we de UI-vergelijkingen voor grote signalen in dit gebied schrijven als:

$$I_E = I_{ES}(e^{eU_{EB}/kT} - 1) + \alpha_{bR} I_{CS}$$
$$I_C = -\alpha_{bF} I_E - (1 - \alpha_{bF}\alpha_{bR}) I_{CS} \qquad (9.12a,b)$$

Men kan deze vergelijkingen naar keuze voorstellen door één van de vervangingsschema's in fig. 9.11. Hierin is de parameter I_{CBO} gebruikt, gedefinieerd als:

$$I_{CBO} = (1 - \alpha_{bF}\alpha_{bR}) I_{CS} \qquad (9.13)$$

Deze collector-verzadigingsstroom *bij open kring* is gelijk aan de collectorstroom in het geval dat de emitter open is ($I_E = 0$) en op de collectorjunctie een tegenvoorspanning staat.

Dikwijls mag de in de modellen van fig. 9.11 parallel aan de ideale diodes geschakelde stroombron verwaarloosd worden, aangezien deze klein is ten opzichte van typische emitterstromen in het actieve gebied.

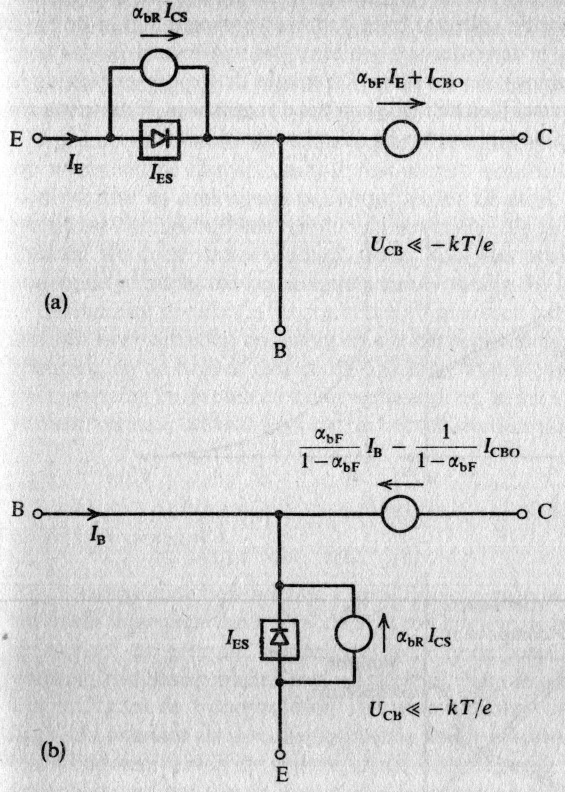


Fig. 9.11. Benaderend groot-signaalmodel voor het actieve gebied: a. afhankelijke generator door de emitterstroom gestuurd; b. afhankelijke generator door de basisstroom gestuurd.

9.4.4. *Het inverse gebied*

Staat er een doorlaatvoorspanning op de collectorjunctie en een tegenvoorspanning op de emitterjunctie, dan bevindt de transistor zich in het *inverse gebied*. Het gedrag ervan komt

dan in grote trekken overeen met dat in het actieve gebied, alleen zijn de rollen van collector en emitter verwisseld. De interne ladingverdelingen en de benaderende modellen voor grote signalen moeten overeenkomstig worden veranderd. In de regel is α_{bR} veel kleiner dan α_{bF}. In veel transistors is het oppervlak van de collectorjunctie veel groter dan dat van de emitterjunctie, zoals ook in fig. 7.1 is getekend, om de stroomversterking in de voorwaartsrichting α_{bF} zo groot mogelijk te maken. Dit heeft tot gevolg dat een betrekkelijk groot deel van de gaten welke door de collector (met doorlaatvoorspanning) in de basis worden geïnjecteerd, recombineren in de verder weg gelegen delen van de basis, zodat ze de emitterjunctie (met tegenvoorspanning) niet bereiken. Dit maakt de stroomversterking in de tegenrichting laag. Bovendien verschillen de beide juncties doorgaans in de mate waarin ze gaten injecteren, doordat de doping van emitter en collector niet gelijk is.

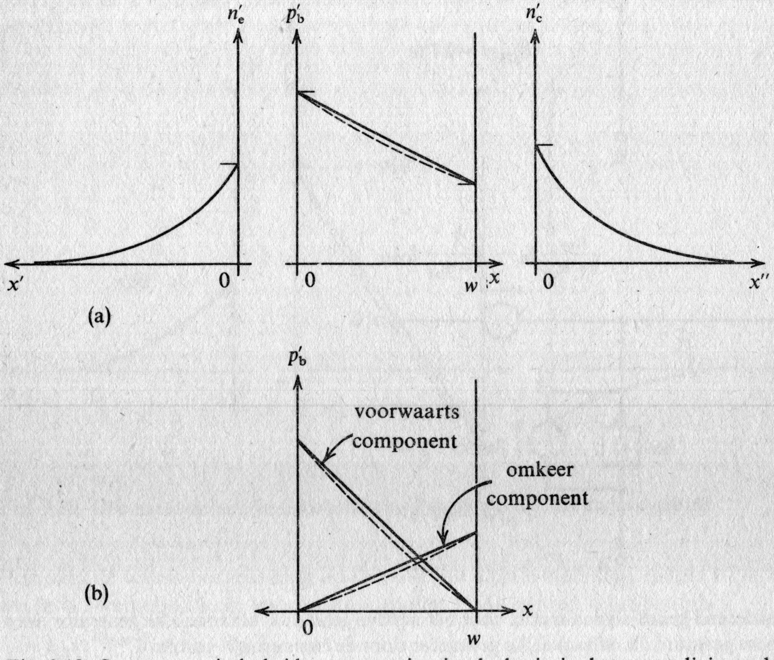


Fig. 9.12. Overmaat-minderheidsconcentraties in de basis in het verzadigingsgebied: a. totale ladingverdelingen van de overmaat-minderheidsdragers; b. verdeling van de basislading in voorwaarts- en omkeercomponenten.

9.4.5. *Het verzadigingsgebied*

Het *verzadigingsgebied* is gekenmerkt door doorlaatvoorspanning over beide juncties. Fig. 9.12a geeft de verdelingen van de overmaat-minderheidsdragers onder deze omstandigheden. De overmaat-gatenconcentratie is overal binnen de basis positief, omdat beide juncties gaten in de basis injecteren. We kunnen deze concentratie in twee componenten verdelen, een voorwaarts- en een omkeerdeel, zoals in fig. 9.12b in beeld is gebracht. De klemstromen kunnen op een volkomen overeenkomstige manier in voorwaarts- en omkeercomponenten worden verdeeld, vanwege de lineaire betrekkingen tussen de stromen en de overmaat-ladingen. Dit betekent dat we *de werking in het verzadigingsgebied mogen opvatten als de superpositie van de werking in het actieve gebied en die in het inverse gebied, althans voorzover het de overmaat-lading en de klemstromen betreft.* We willen er met nadruk op wijzen dat de klemspanningen niet mogen worden beschouwd als de superpositie van voorwaartse en omkeercomponenten, gezien de sterk niet-lineaire betrekking tussen de overmaat-ladingsdichtheid en de voorspanning. Als gevolg van deze grote niet-lineariteit kunnen we geen vereenvoudigd model voor het verzadigingsgebied opstellen; men is zodoende verplicht om het complete model van fig. 9.7 te gebruiken.

In sommige gevallen is het praktisch als men zich het verzadigingsgebied als een samenstel van twee gebieden voorstelt, en wel het *voorwaartsdeel* met een grotere doorlaatvoorspanning op de emitter dan op de collector, en een *omkeerdeel* met een grotere doorlaatvoorspanning op de collector dan op de emitter. In het voorwaartsdeel is de interne stroom van emitter naar collector gericht, in het omkeerdeel juist tegengesteld.

9.5. DE INVLOED VAN EEN GELEIDELIJKE BASISDOPING OP HET GEDRAG BIJ GROTE SIGNALEN

Bij de voorgaande behandeling van de fysische grondslagen van het transistorgedrag zijn we steeds uitgegaan van een model met een homogeen basisgebied. In de praktijk leiden de technieken die gebruikt worden om zeer dunne basislagen te vervaardigen veelal tot de vorming van basisgebieden met geleidelijke, dus niet-uniforme, doopstoffenconcentraties. Fig. 9.13 geeft de 'doopprofielen' van twee typische voorbeelden hiervan. Het profiel van fig. 9.13a ontstaat als de collectorjunctie wordt gevormd door doopstoffen in p-materiaal te diffunderen, terwijl de emitterjunctie door legering is verkregen; het geheel geeft een geleidelijk verloop van de doopstoffenconcentratie binnen de basis- en collectorgebieden te zien. In fig. 9.13b zijn beide juncties door doopstoffendiffusie in een plak p-materiaal gevormd, waarbij de emitter-basisjunctie ontstaat door een tweede diffusie met p-doopstoffen. Aldus gefabriceerde transistors worden veelal enkele- respectievelijk dubbelediffusietransistors genoemd.

Ten gevolge van het verloop van de doopstoffenconcentratie binnen het basisgebied mogen we verwachten dat de omstandigheden in een geleidelijke basis enigszins verschillen van de hierboven geanalyseerde situatie in een homogeen basisgebied. De ruimteladings-

lagen waarbinnen de doopstoffenconcentratie een geleidelijk verloop vertoont, bezitten ook enkele karakteristieke eigenschappen. De bedoeling van deze korte bespreking is om te laten zien in hoeverre de hoedanigheden van componenten met geleidelijke basisdoping afwijken van de in het voorgaande geanalyseerde typen.

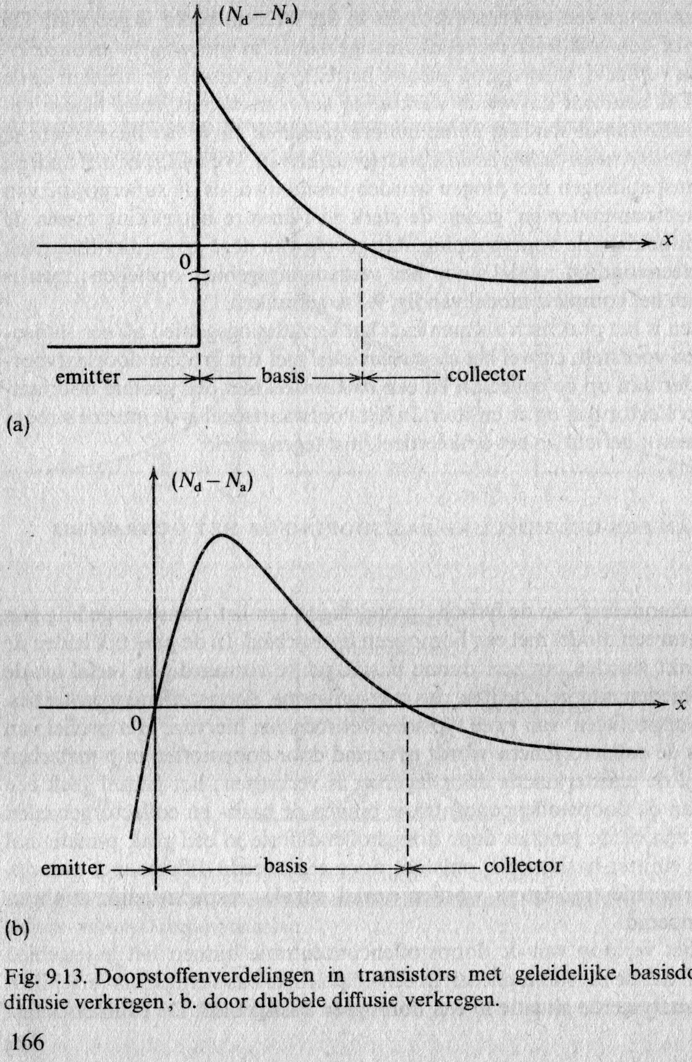


Fig. 9.13. Doopstoffenverdelingen in transistors met geleidelijke basisdoping: a. door enkele diffusie verkregen; b. door dubbele diffusie verkregen.

We beginnen met een behandeling van de enkele-diffusiestructuur van fig. 9.13a, om een beeld te krijgen van de algemene gevolgen van het geleidelijke doopstoffenverloop. Aangezien de netto-doopstoffendichtheid

$$N = N_D - N_A$$

nu *niet* constant is, moet er een elektrisch veld in de basis zijn, en wel loodrecht op de juncties. Dit blijkt ook uit de stroomvergelijking voor de meerderheidsdragers (elektronen) binnen de basis. De netto-elektronenstroom in de basis loodrecht op de juncties moet ongeveer nul zijn als emitter en collector betrekkelijk zwaar gedoopt zijn, zodat de elektronenstromen die de juncties oversteken klein zijn. Dit levert

$$J_{nx} = e\left(D_{eb}\frac{dn_b}{dx} + \mu_{nb} n_b E\right) = 0 \tag{9.14}$$

Bij beperkte injectie geldt $n_b \approx N$, zodat

$$E \approx -\frac{kT}{e}\frac{1}{N}\frac{dN}{dx} \tag{9.15}$$

Er is dus in het basisgebied een 'ingebouwd' elektrisch veld aanwezig, dat wordt bepaald door de doopstoffenverdeling en dat onafhankelijk is van de minderheidsstroom bij beperkte injectie.

Bij een door enkele diffusie vervaardigde transistor wordt de netto-doopstoffenverdeling doorgaans behoorlijk benaderd door een exponentiële functie:

$$N \approx N_o e^{-x/\mathscr{L}} \qquad (0 < x < w) \tag{9.16}$$

Voor deze benadering levert (9.15) een *uniforme* veldsterkte van

$$E = kT/e\mathscr{L} \tag{9.17}$$

De minderheidsstroom (gatenstroom) wordt hiervoor

$$J_p = eD_b\left(-\frac{dp_b}{dx} + \frac{p_b}{\mathscr{L}}\right) \tag{9.18}$$

Schrijven we de gatenconcentratie in de overmaat concentratie p'_b

$$p_b(x) = p_{bo}(x) + p'_b(x) \tag{9.19}$$

en maken we gebruik van het gegeven dat de gatenstroom in de evenwichtssituatie nul moet zijn als $p'_b = 0$, dan volgt hieruit voor de minderheidsstroom:

$$J_p = eD_b\left(-\frac{dp'_b}{dx} + \frac{p'_b}{\mathscr{L}}\right) \tag{9.20}$$

Uit dit resultaat blijkt dat de stroomdichtheid van de minderheidsdragers in de geleidelijke basis een lineaire functie van de overmaat-gatenconcentratie is. Wordt er aan de in par. 9.1

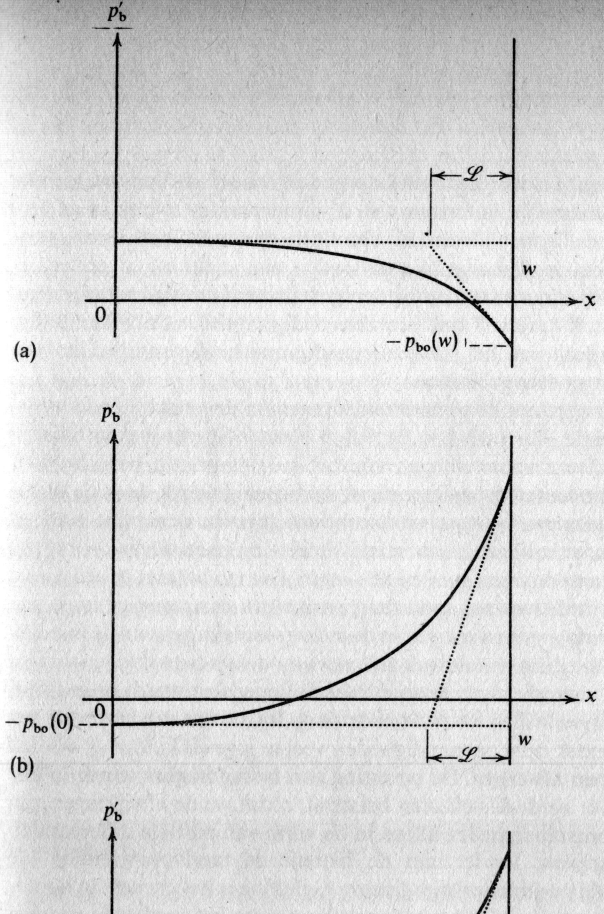
gegeven voorwaarden ten aanzien van de geïdealiseerde transistor voldaan, dan is de continuïteitsvergelijking voor $p'_{\mathrm{b}}(x)$ lineair. Als gevolg van deze lineairiteit moeten p'_{b} en J_{p} beide lineair afhankelijk zijn van de junctiespanningsfactoren $(\mathrm{e}^{eU_{\mathrm{EB}}/kT}-1)$ en $(\mathrm{e}^{eU_{\mathrm{CB}}/kT}-1)$. Dit houdt in dat de UI-karakteristieken voor grote signalen zoals die door (9.7) worden gegeven evenzeer gelden voor transistors met geleidelijke basisdoping. Ook de reciprociteitsbetrekking van (9.9) blijft gelden. Alle in dit hoofdstuk ontwikkelde modellen voor grote signalen zijn eveneens van toepassing op transistors met niet-uniforme basisgebieden.

Fig. 9.14 geeft een beeld van het algemene verloop van de minderheidsverdelingen in de basis van een door enkele diffusie gefabriceerde transistor. De overmaat-ladingdragers vertonen een bij benadering exponentieel verloop met een karakteristieke lengte $\mathscr{L}$ die het gevolg is van (9.20), J_{p} is in de basis bijna constant. Het is duidelijk dat voor een gegeven voorwaartsstroom minder overmaat-ladingopslag nodig is dan voor een even grote omkeerstroom, en wel omdat het elektrische veld de normale stroomdoorgang ondersteunt en de omgekeerde stroomdoorgang tegenwerkt.

Het interne gedrag van de dubbele-diffusiestructuur, zoals die in fig. 9.13b is voorgesteld, wijkt af van dat van de enkele-diffusietransistor, en wel in de eerste plaats omdat de bij de emitter geïnjecteerde stroom aanvankelijk door het ingebouwde veld nabij de emitter wordt tegengewerkt. Elders in het basisgebied worden de bij de emitter geïnjecteerde gaten door het ingebouwde veld geholpen. In normale dubbele-diffusietransistors is het netto-effect van het veld in de basis doorgaans zeer klein, zodat het transport van gaten naar de collector ongeveer overeenkomt met de situatie in een uniforme basis, waarvoor de gatenstroom een zuiver diffusieverschijnsel is.

Uit de analyse van deze paragraaf blijkt dus dat de elektrische netwerkeigenschappen van transistors met een geleidelijke basisdoping een grote overeenkomst hebben met die van transistors met uniforme basisgebieden, ondanks het feit dat de inwendige verschijnselen in beide gevallen aanzienlijke detailverschillen kunnen vertonen. De in dit hoofdstuk ontwikkelde modellen voor grote signalen blijven geldig, ongeacht het precieze verloop van de doopstoffenverdeling in het basisgebied.

Fig. 9.14. Overmaat-minderheidsverdelingen in de basis voor een transistor met geleidelijke basisdoping: a. werking in het actieve gebied $J_{\mathrm{p}}=J$; b. werking in het inverse gebied $J_{\mathrm{p}}=-J$; c. werking in het verzadigingsgebied.



p′b
ℒ
w
x
0
−pbo(w)
(a)
p′b
x
0
−pbo(0)
w
ℒ
(b)
p′b
ℒ
x
0
w
(c)

10. TRANSISTORMODELLEN VOOR SCHAKELTOEPASSINGEN

10.1. INLEIDING

In hfdst. 9 is een overzicht gegeven van het transistorgedrag onder stationaire (gelijkstroom-)omstandigheden, voornamelijk in termen van de minderheidsstromen in de verschillende gebieden ervan. Deze stromen vloeien als responsie op concentraties van overmaat-ladingdragers welke door de afzonderlijke invloeden van emitter- en collectorjunctie tot stand komen. Hierbij zijn vier werkgebieden gedefinieerd (afsnij-, actief, invers en verzadigingsgebied, zie par. 9.4), terwijl ook een eenvoudig model is ontwikkeld (fig. 9.4), dat een behoorlijk beeld geeft van het transistorgedrag onder omstandigheden van stationaire gelijkstroom in elk van deze gebieden.

De ladingsdichtheidsverdelingen van de minderheidsdragers in de verschillende werkgebieden vormen een uitstekende illustratie (zie fig. 9.8, 9.10 en 9.12) van het in hfdst. 9 ontwikkelde transistormodel. Deze voorstellingen van het ladingsverloop benadrukken namelijk de 1,1-correspondentie tussen de *werktoestand*, die bepaald wordt door de klemspanningen en -stromen, en de *interne ladingsverdelingen*: een gegeven werkpunt is alleen bereikbaar door de betreffende ladingen (van minderheids- én meerderheidsdragers) vanuit het omringende circuit aan de transistor toe te voeren. Evenzo bestaat er een direct verband tussen *veranderingen* in de werktoestand ten gevolge van kortstondige impulsen en de overeenkomstige *kortstondige* veranderingen in de ladingsverdelingen van de minderheidsdragers binnen de transistor. In dit hoofdstuk zullen we modellen ontwikkelen waarin het transistorgedrag bij snelle veranderingen in de interne ladingopslag wordt uitgedrukt.

Alvorens hiermee aan te vangen willen we er de nadruk op leggen dat een complete beschrijving van de transistor onder deze omstandigheden veel te ingewikkeld zou worden om nog praktisch nut te kunnen afwerpen. De stroming van ladingdragers wordt in alle gebieden van de transistor door *verdeelde* effecten beheerst, zodat we de afwijkingen van het gedrag onder stationaire omstandigheden alleen in de vorm van partiële differentiaalvergelijkingen kunnen beschrijven. Verder zijn de betreffende randvoorwaarden (de Boltzmann-betrekkingen van de pn-juncties) niet-lineair. Gelukkig is het evenals in hoofdstuk 6 mogelijk om de situatie aanzienlijk te vereenvoudigen door het verdeelde systeem van ladingdragers door een 'geconcentreerd' model voor te stellen. Nauwkeuriger gezegd, we zullen in dit hoofdstuk de verdeelde ladingopslag in het basisgebied vervangen door twee geconcentreerde componenten, die overeenkomen met de afzonderlijke invloeden van de injectie van minderheidsdragers vanuit de twee junctiegrenzen in de voorwaarts- en de omkeerrichting. Op deze wijze komen we namelijk tot een aanvaardbaar compromis tussen exactheid en eenvoud van de beschrijving. Voor de meeste praktische situaties geeft het resulterende transistormodel een voldoende nauwkeurig beeld van het dynamische (niet-langzaam-veranderende) gedrag als responsie op kortstondige impulsen.

10.2. UITGANGSPUNTEN: LADINGOPSLAG EN HET VERBAND TUSSEN TRANSISTOREIGENSCHAPPEN EN LADINGEN

Om ons op de essentiële aspecten te kunnen concentreren zullen we beginnen met een aantal vereenvoudigingen in te voeren. Zo zullen we ons beperken tot het (uniforme) basisgebied van de in hfdst. 9 behandelde geïdealiseerde eendimensionale pnp-transistor. We nemen aan dat de emitter- en collectorgebieden zo'n hoge doopstoffenconcentratie hebben en dat de levensduur van de minderheidsdragers er zo klein is dat hun ladingopslag van geen betekenis is (dit is met name het geval in een transistor met gelegeerde emitter- en collectorjuncties). We zullen eenvoudigheidshalve aannemen dat alleen in de basis recombinatie optreedt, waar ze gekenmerkt worden door een uniforme constante levensduur τ_B. (In voorgaande hoofdstukken is de levensduur in de basis met τ_b aangeduid. In dit hoofdstuk gebruiken we het symbool τ_B om de notatie in overeenstemming te brengen met de overige hierin ingevoerde tekens.) Verder gaan we steeds uit van beperkte injectie, terwijl de eigenschappen van de ruimteladingslagen voorlopig buiten beschouwing blijven. Deze invloeden komen later aan de orde.

Allereerst zullen we bepaalde fundamentele transistoreigenschappen uitdrukken in de overmaat-ladingopslag in het neutrale basisgebied (tussen de grenzen van de ruimteladingslagen); het is voor dit doel het beste te beginnen met de situatie onder stationaire (gelijkstroom)omstandigheden. Welke waarden de klemstromen van de transistor ook aannemen, in deze situatie wordt de ladingopslag aan overmaat-minderheidsdragers (gaten, $+q_B$) en de even grote bijbehorende lading aan meerderheidsdragers (elektronen, $-q_B$) constant gehouden door een toevoer van basisstroom I_B, die ervoor zorgt dat precies evenveel meerderheidsdragers (elektronen) toestromen als er aan recombinatie met geïnjecteerde gaten verloren gaan. Dat wil zeggen:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{d(-q_B)}{dt} = -\frac{(-q_B)}{\tau_B} + I_B = 0 \\ &\text{ofwel:} \\ &I_B = (-q_B)/\tau_B \end{aligned}\right\} \qquad (10.1)$$

Let er op dat deze vergelijkingen ook kunnen worden afgeleid uit de continuïteitsvoorwaarde voor hetzij de elektronen-, hetzij de gatenconcentratie in de basis onder stationaire omstandigheden.

Deze eenvoudige betrekking is belangrijk omdat het directe verband tussen de *basisstroom* en de *basislading* hierin goed naar voren komt. De in (10.1) voorkomende lading moet uiteraard die van de overmaat-meerderheidsdragers zijn $(-q_B)$, omdat de basisstroom immers wordt gevormd door meerderheidsdragers (elektronen) die het basisgebied binnenvloeien.

Ondergaan de werkomstandigheden van de transistor een verandering in de tijd, dan zal ook de ladingopslag aan meerderheids- of minderheidsdragers in het basisgebied daar-

van de invloed te zien geven. Dergelijke afwijkingen worden veroorzaakt door afwijkingen van de basisstroom ten opzichte van de waarde die de ladingopslag in de basis onder stationaire omstandigheden precies kan handhaven: een grotere elektronentoevoer via de basisaansluiting vermeerdert de ladingopslag in de tijd, een kleinere toevoer leidt tot een verlaging ervan. De basisstroom is dan ook een natuurlijke *stuur*-parameter, want niet alleen wordt de basislading erdoor in stand gehouden, maar ook moet elke lading aan meerderheidsdragers eerst via de basisstroom worden toegevoerd, omdat dit immers de enige bron van meerderheidsdragers voorstelt. In het algemeen geldt onder *veranderende* (dynamische) omstandigheden voor de basisstroom expliciet:

$$i_B = -\left(\frac{q_B}{\tau_B} + \frac{dq_B}{dt}\right) \tag{10.2}$$

De momentele basisstroom bestaat dus uit twee componenten, een *laadstroom* $d(-q_B)/dt$ en een *recombinatiestroom* $(-q_B)/\tau_B$. Deze eenvoudige betrekking tussen q_B en i_B vormt de kern van het begrip *ladingopslagsturing*, dat hieruit bestaat dat de ladingopslag in de basis op elk tijdstip volledig wordt bepaald door de van buiten af toegevoerde basisstroom tot aan het betreffende moment.

Het verband tussen de emitter- of collectorstroom en de overmaat-ladingopslag in de basis is in het algemeen gesproken veel minder direct dan in het geval van de basisstroom. Bij injectie in de voorwaartsrichting, bijvoorbeeld, dienen de geïnjecteerde gaten (emitterstroom) namelijk niet *alleen* voor het opladen van de basis met q_B minderheidsdragers, want er wordt immers een deel na het oversteken van het basisgebied als collectorstroom afgevoerd.

Als we nu onze aandacht richten op de stromen aan emitter- en collectoraansluitingen, zal het duidelijk zijn dat de grootte ervan volkomen onbepaald is als men alleen de basislading q_B kent, omdat de totale ladingopslag op een onbeperkt aantal manieren in voorwaarts- en omkeercomponenten kan worden gesplitst. Wel geldt:

$$q_B = q_F + q_R \tag{10.3}$$

waarin q_F en q_R de voorwaarts- respectievelijk omkeercomponent van de ladingopslag aan minderheidsdragers zijn onder stationaire omstandigheden, welke worden bepaald door de emitter-basis- respectievelijk collector-basisspanningen. In fig. 10.1 is de verdeling van q_B in deze twee onafhankelijke componenten in beeld gebracht voor de situatie waarbij beide juncties een doorlaatvoorspanning vertonen; deze figuur geldt alleen voor de voorgeschreven ideale, eendimensionale uniforme basis. Zijn de aparte waarden van de ladingopslagcomponenten q_F en q_B bekend, dan wordt het mogelijk om de momentele waarden van i_E en i_C te vinden, mits de basislading slechts betrekkelijk *langzame* veranderingen ondergaat. Wordt hieraan niet voldaan, dan kan het dynamische gedrag van de transistor alleen worden beschreven door middel van partiële differentiaalvergelijkingen, omdat alleen die een juist beeld kunnen geven van het verdeelde karakter van het diffusieve transport van ladingdragers (lading) binnen de basis. De voorwaarde van langzame fluctuaties van

de ladingopslag maakt het mogelijk om de totale basislading te verdelen in twee geconcentreerde componenten, q_F en q_R, overeenkomend met de injectie in de voorwaarts- respectievelijk de omkeerrichting, precies als onder stationaire omstandigheden. Hierbij zal blijken dat het dynamische verloop dat deze ladingcomponenten kan worden beschreven door eenvoudige, gewone differentiaalvergelijkingen van de eerste graad. Verder zal nog blijken dat de opgelegde beperking ten aanzien van de fluctuatiesnelheid van q_B veel minder ernstige gevolgen heeft dan men wellicht zou veronderstellen, zodat modellen die op dit uitgangspunt gebaseerd zijn voor de meeste praktische toepassingen een voldoende nauwkeurig beeld van het dynamische transistorgedrag leveren. Op de nauwkeurigheid van het hieronder ontwikkelde model wordt in par. 10.4 nader ingegaan.

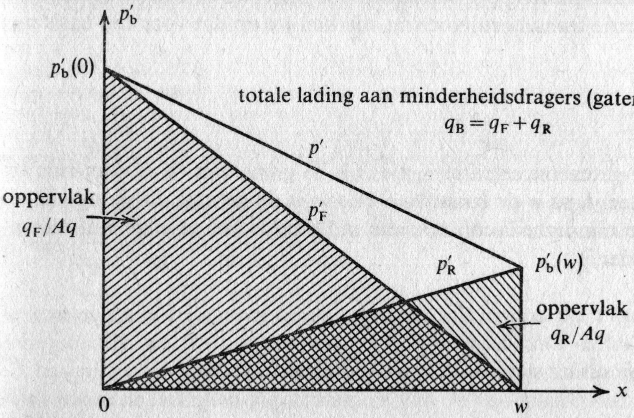


Fig. 10.1. Voorwaarts- en omkeercomponenten van de overmaat-minderheidsconcentraties in de basis. De voorstelling geldt voor een uniforme basis, met constante doorsnede A; U_{EB} en U_{CB} zijn beide positief.

We zijn nu op het punt gekomen dat we precies moeten vaststellen hoe q_B in de twee componenten q_F en q_R moet worden verdeeld. Laten we om te beginnen veronderstellen dat in de transistor alleen injectie in de voorwaartsrichting optreedt, dat wil zeggen $u_{EB} \neq 0$ maar $u_{CB} = 0$, zodat $q_F \neq 0$ terwijl $q_R = 0$. Dit houdt in dat we de belangrijke veronderstelling maken dat als gevolg van de sturende werking van de basisstroom die een basislading q_F opwekt, er een collectorstroom zal vloeien welke evenredig is met de momentele waarde van q_F en volkomen door q_F wordt bepaald, precies als onder stationaire omstandigheden. Met andere woorden, we veronderstellen dat de verandering van q_F zo langzaam verloopt dat het verband tussen q_F en i_C vrijwel gelijk blijft aan dat onder stationaire omstandigheden. In de vorm van een vergelijking uitgedrukt levert dit:

$$i_B = -\frac{q_F}{\tau_B} - \frac{dq_F}{dt} \qquad (10.4a,b)$$

$$i_C = -\frac{q_F}{\tau_F}$$

en de emitterstroom wordt:

$$i_E = q_F\left(\frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_F}\right) + \frac{dq_F}{dt} \tag{10.4c}$$

Deze laatste stroom bestaat dus uit drie fysisch te onderscheiden componenten.

De nieuwe parameter τ_F verbindt de collectorstroom met de basislading q_F; de definitie ervan is gebaseerd op de veronderstelling dat deze betrekking slechts weinig verschilt van die onder stationaire omstandigheden. Om een beeld te krijgen van de betekenis van τ_F in de onderhavige geïdealiseerde transistoruitvoering, merken we op dat voor een basis met doorsnede A geldt:

$$q_F = ep'_b(0)\frac{wA}{2}$$

waarin $p'_b(0)$ de overmaat-gatenconcentratie is die aan de grens van de emitter-ruimteladingslaag wordt geïnjecteerd, en w de basisdikte. Hierin is de geringe afwijking van de constante gradiënt van de minderheidsconcentratie in de basis ten gevolge van recombinatie verwaarloosd. Verder is:

$$I_C = -ep'_b(0)\frac{D_b A}{w}$$

Beide vergelijkingen gelden onder stationaire omstandigheden, zodat:

$$\tau_F = \frac{-q_F}{I_C} = \frac{w^2}{2D_b} \tag{10.5}$$

We hebben zo het dynamische verloop van de transistorklemstromen op een bijzonder eenvoudige wijze in de overmaat-ladingopslag in het basisgebied uitgedrukt; treedt alleen injectie in de voorwaartsrichting op, dan zijn de beide *ladingopslagparameters* τ_B en τ_F dus voldoende om het gedrag onder deze omstandigheden volkomen te bepalen. Deze parameters zijn bovendien bepalend voor de gelijkstroomversterking van de transistor bij injectie in de voorwaartsrichting:

$$\alpha_{eF} = \frac{I_C}{I_B} = \frac{\tau_B}{\tau_F}$$

$$\alpha_{bF} = -\frac{I_C}{I_E} = \frac{1}{1+\tau_F/\tau_B} \tag{10.6a,b}$$

Deze betrekkingen volgen onmiddellijk uit (10.4). Het ligt voor de hand dat $\tau_B \gg \tau_F$.

In dit stadium is het nuttig om de begrippen met betrekking tot de ladingopslag, zoals

die door (10.4) worden gegeven voor injectie in de voorwaartsrichting, samen te vatten:

a. de basislading q_F wordt uitsluitend bepaald door het voorgaande verloop van de basisstroom;

b. de collectorstroom is evenredig met de basislading q_F, met andere woorden, wordt door deze lading *gestuurd*.

Als we in meer algemeen verband de totale basislading, q_B, beschouwen, blijft zoals reeds is gebleken punt a gelden. Een betrekking welke veel lijkt op punt b treedt op wanneer uitsluitend injectie in de omkeerrichting plaatsvindt: in dat geval is de emitterstroom evenredig met de 'omkeerlading' q_R. Door nu de invloed van de beide onafhankelijke componenten van de totale basislading q_B bij elkaar op te tellen, kunnen we alle drie klemstromen van de transistor expliciet in q_F en q_R uitdrukken:

$$
\begin{aligned}
i_B &= -\left(\frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{dq_F}{dt}\right) && -\left(\frac{q_R}{\tau_{BR}} + \frac{dq_R}{dt}\right) \\
i_C &= -\frac{q_F}{\tau_F} && +q_R\left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{BR}}\right) + \frac{dq_R}{dt} \\
i_E &= q_F\left(\frac{1}{\tau_F} + \frac{1}{\tau_{BF}}\right) + \frac{dq_F}{dt} && -\frac{q_R}{\tau_R}
\end{aligned}
\qquad (10.7a,b,c)
$$

In deze uitdrukkingen voor de klemstromen zijn de bijdragen van de verschillende stroomcomponenten ten gevolge van verandering, recombinatie en transport van q_F en q_R (door het basisgebied in de ene richting of de tegengestelde) gemakkelijk aan te wijzen. Met opzet zijn hiertoe de ladingopslagparameters van de voorwaarts- en omkeercomponenten met verschillende symbolen aangegeven (τ_F en τ_{BF} voor de voorwaartsrichting, τ_R en τ_{BR} voor de omkeerrichting). In het geval van een volkomen symmetrische transistor geldt uiteraard $\tau_{BF} = \tau_{BR} = \tau_B$ en $\tau_F = \tau_R$. In de praktijk komt zo'n symmetrie niet voor, integendeel, in de regel zijn de structuren sterk asymmetrisch, zodat $\tau_{BR} \neq \tau_{BF}$ en $\tau_R \neq \tau_F$. In bijvoorbeeld een asymmetrisch gelegeerde junctieopbouw waarvan de collector een groter oppervlak heeft dan de emitter, is $\tau_R > \tau_F$ aangezien er naast de basislading tussen emitter en collector bij injectie in de omkeerrichting een aanmerkelijke ladingopslag buiten dit gebied optreedt, veel meer dan bij injectie in de voorwaartsrichting. Fig. 10.2 geeft een beeld van het verschil in de omstandigheden bij injectie in de voorwaarts- en de omkeerrichting van een dergelijke transistor; de overmaat-gatenconcentratie is hierin voorgesteld door een 'oppervlak' boven een tweedimensionale doorsnede van het basisgebied. De 'hoogtelijnen' van het oppervlak verbinden punten met een gelijke gatenconcentratie, ze worden loodrecht gesneden door de diffusiestroomlijnen. Het zal hieruit duidelijk zijn dat de lading die voor een gegeven stroom over de basis nodig is, bij injectie in de omkeerrichting veel groter kan zijn dan bij injectie in de voorwaartsrichting. Zelfs de 'effectieve levensduur' τ_B blijkt in de praktijk voor de beide injectierichtingen verschillende waarden aan te nemen, doordat de

oppervlakterecombinatie onder deze omstandigheden geen gelijke bijdrage levert. Dit laatste is ook in fig. 10.2 te zien, want de oppervlakteverdelingen van de overmaat-gatenconcentraties zijn in de beide gevallen volkomen verschillend. Dit maakt het nodig om twee parameters in te voeren voor de 'effectieve levensduur in de basis', τ_{BF} en τ_{BR}.

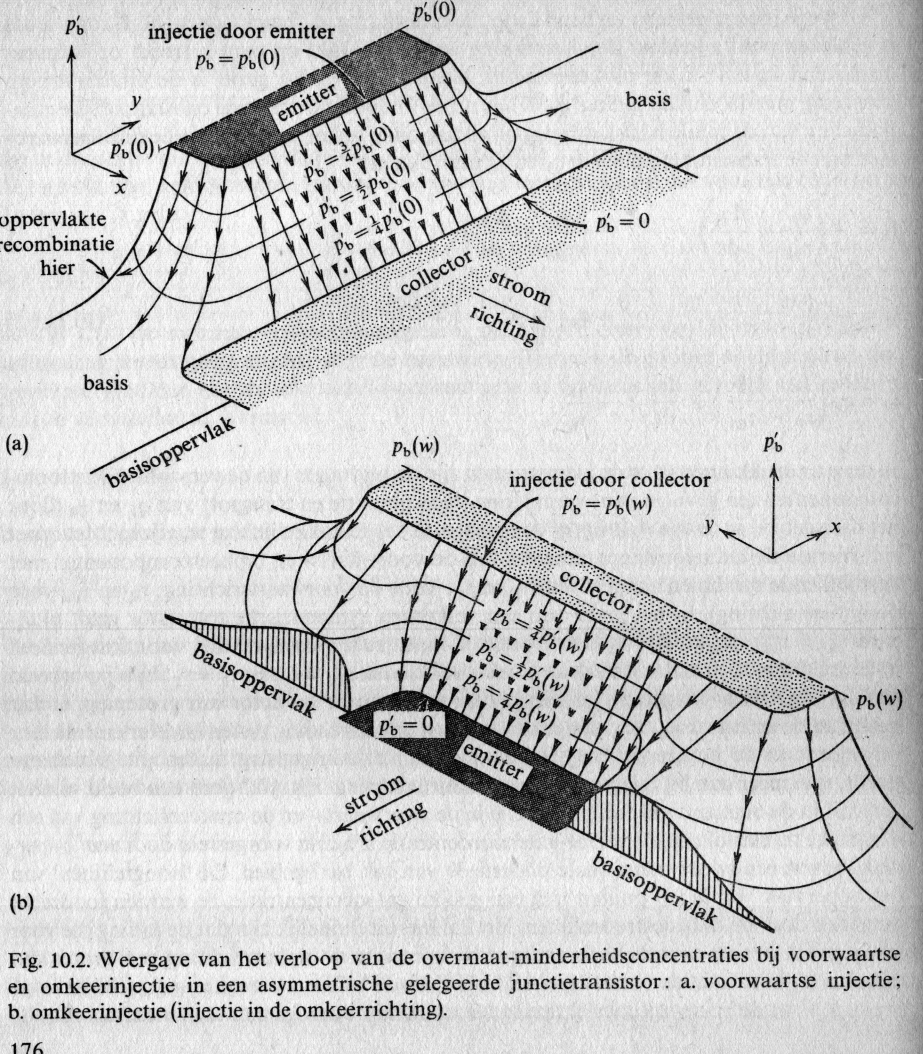


Fig. 10.2. Weergave van het verloop van de overmaat-minderheidsconcentraties bij voorwaartse en omkeerinjectie in een asymmetrische gelegeerde junctietransistor: a. voorwaartse injectie; b. omkeerinjectie (injectie in de omkeerrichting).

De bepaling van het dynamische gedrag van de transistor in een gegeven situatie houdt in dat men voor de twee onafhankelijke ladingcomponenten q_F en q_R een oplossing moet vinden van de ladingopslagvergelijkingen (10.7). De ladingcomponenten bepalen ook de junctiespanningen u_{EB} en u_{CB}, als we aannemen dat de verdeling van de basislading gedurende de dynamische verandering slechts weinig afwijkt van de overeenkomstige verdeling voor de momentele waarden van q_F en q_R onder stationaire omstandigheden. (Deze veronderstelling was immers één van de uitgangspunten bij de afleiding van de ladingopslagbetrekkingen van verg. 10.7.) In par. 10.4 zal blijken dat de nauwkeurige voorstelling van de betrekkingen tussen *stromen* en *ladingen* veel minder wordt beperkt dan men op grond van deze regels zou menen, maar dat voor een precieze bepaling van de junctiespanningen inderdaad slechts een geringe afwijking van de stationaire situatie toelaatbaar is.

Uitgaande van de ladingopslag q_F bij uitsluitend injectie in de voorwaartsrichting, vinden we voor stationaire omstandigheden:

$$I_E = q_F\left(\frac{1}{\tau_F} + \frac{1}{\tau_{BF}}\right)$$

zodat ongeacht de waarde van q_R de *UI*-betrekking van de emitterjunctie wordt gegeven door:

$$u_{EB}(t) = \frac{kT}{e}\ln\left[\frac{p'_b(0, t)}{p_{bo}} + 1\right]$$

waarin $p'_b(0, t)$ de overmaat-gatenconcentratie aan de emittergrens van het basisgebied voorstelt welke met $u_{EB}(t)$ overeenkomt, en p_{bo} de evenwichtswaarde van de gatenconcentratie in de basis. Als we bedenken dat dezelfde evenredigheidsconstante tussen $p'_b(0, t)$ en I_E geldt (bij injectie alleen in de voorwaartsrichting) als tussen p_{bo} en de verzadigingsstroom in de omkeerrichting I_{ES} van de emitter (eveneens bij alleen voorwaartsinjectie), blijkt dat we de junctiespanning ook kunnen schrijven als:

$$u_{EB}(t) = \frac{kT}{e}\ln\left[\frac{q_F}{q_{FS}} + 1\right] \tag{10.8a}$$

waarbij, als we weer van de omstandigheden in de stationaire situatie uitgaan, geldt:

$$q_{FS} = \frac{I_{ES}}{1/\tau_F + 1/\tau_{BF}}$$

De overeenkomstige vergelijking voor het geval dat alleen injectie in de omkeerrichting optreedt, is:

$$u_{CB}(t) = \frac{kT}{e}\ln\left[\frac{q_R}{q_{RS}} + 1\right] \tag{10.8b}$$

waarin:

$$q_{RS} = \frac{I_{CS}}{1/\tau_R + 1/\tau_{BR}}$$

Het is gemakkelijk te controleren dat (10.8) eenvoudig een alternatieve vorm zijn van de bekende diodekarakteristieken voor gelijkstroom, waarin de minderheidsconcentraties aan de grenzen zijn vervangen door ladingopslagvariabelen. De nauwkeurigheid van de bovenstaande vergelijkingen voor de junctiespanningen onder dynamische werkomstandigheden wordt in par. 10.4 behandeld.

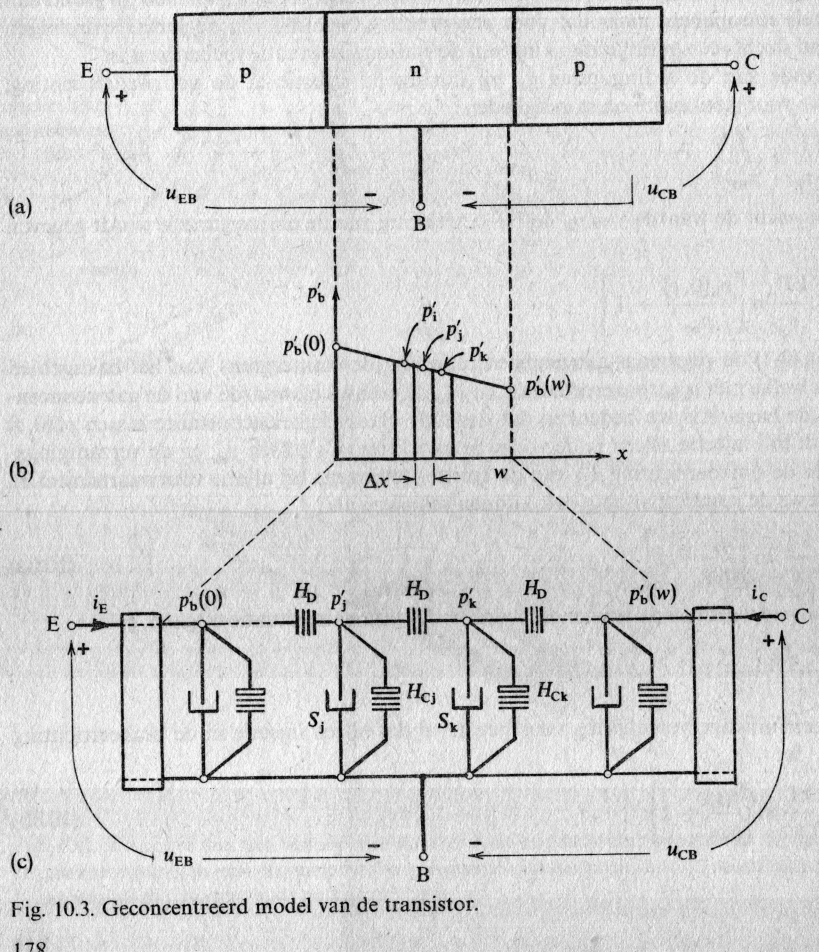


Fig. 10.3. Geconcentreerd model van de transistor.

10.3.1. *Inleiding*

De bovenstaande ladingopslagvergelijkingen beschrijven het dynamische gedrag van de transistor in termen van de beide geconcentreerde componenten q_F en q_R van de totale basislading q_B. Deze betrekkingen hebben een tegenhanger in een transistormodel met twee secties. Een alternatieve manier om een dergelijk model af te leiden is om de methode van hfdst. 6 toe te passen, waarbij het basisgebied in een aantal parten (secties) wordt verdeeld. Dit levert dan het model van fig. 10.3, waarin men zoveel secties mag gebruiken als voor de gewenste nauwkeurigheid bij de beschrijving nodig is. Let er op dat de beide eindsecties mede van de junctiespanningen afhangen, aangezien de geïnjecteerde overmaat-gatenconcentratie $p'_b(0)$ of $p'_b(w)$ een randvoorwaarde van de sectie vormt, en de overmaat-ladingopslag erin bepaalt. De junctiespanningen zelf staan op de 'doosvormige' voorstellingen van de betreffende ruimteladingslagen. In het algemeen stelt de storantie S_j de ladingopslag in de j-de sectie van het basisgebied voor, een ladingopslag (van minderheidsdragers) die $S_j p'_j$ is als p'_j de gemiddelde overmaat-gatenconcentratie in dit part aangeeft. We hebben er reeds in hfdst. 6 op gewezen dat de recombinatiesnelheid van de ladingopslag in het j-de part uitsluitend door de combinantieparameter H_{Cj} wordt bepaald, zodat de snelheid $H_{Cj} p'_j$ is. Verder geschiedt het transport in de (uniform aangenomen) basis uitsluitend door diffusie, en als H_D de diffusantie tussen de j-de en (j+1)-de sectie voorstelt wordt de diffusiestroom gegeven door $H_D[p'_j - p'_{(j+1)}]$.

Om praktisch bruikbaar te zijn moet het model zo eenvoudig mogelijk worden gehouden. De eenvoudigste versie krijgen we natuurlijk door de basis in niet meer dan twee secties te verdelen: de totale ladingopslag in de basis wordt dan verdeeld over de beide onafhankelijke geconcentreerde componenten die door de twee secties worden voorgesteld. De componenten worden elk bepaald door een randvoorwaarde van de junctiespanning of geïnjecteerde concentratie van overmaat-minderheidsdragers aan het ene of het andere uiteinde van het basisgebied. Fig. 10.4 geeft een beeld van zo'n model waarin de basis in twee secties is verdeeld. Het zal duidelijk zijn dat ook dit model een voorstelling vormt van de in par. 10.2 ontwikkelde ladingopslagvergelijkingen, omdat het om een goed beeld te geven van de ladingopslag in de basis voor alle mogelijke combinaties van junctiespanningen, aan de twee volgende eisen moet voldoen: 1. de ladingopslag in de storantie die aan de emitterjunctie grenst moet q_F zijn, 2. de ladingopslag in de storantie die aan de collectorjunctie grenst moet q_R zijn. De beide grootheden zijn met S_F respectievelijk S_R aangeduid, en hun waarden moeten nu zodanig zijn dat ze de ladingen q_F respectievelijk q_R bevatten. Als deze storantiewaarden verbonden zijn met de grenswaarden van de geïnjecteerde overmaat minderheidsconcentraties, moet dus gelden:

$$q_F = S_F p'_b(0) \qquad (10.9a,b)$$
$$q_R = S_R p'_b(w)$$

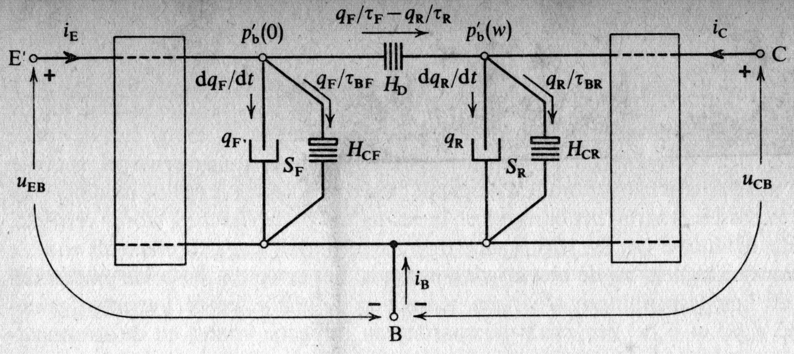


Fig. 10.4. Geconcentreerd transistormodel met twee secties. In het algemeen geldt: $S_F \neq S_R$, $H_{CF} \neq H_{CR}$, $\tau_F \neq \tau_R$, $\tau_{BF} \neq \tau_{BR}$.

Uitgedrukt in de elementen van fig. 10.4 levert dit voor de klemstromen van de transistor in het geval dat *alleen injectie in de voorwaartsrichting* optreedt:

$$i_B = -H_{CF}\,p_b'(0) - S_F \frac{dp_b'(0)}{dt}$$

$$i_C = -H_D\,p_b'(0) \qquad (10.10a,b,c)$$

$$i_E = (H_D + H_{CF})\,p_b'(0) + S_F \frac{dp_b'(0)}{dt}$$

Als we dit resultaat vergelijken met (10.4), waarin deze zelfde stromen in de voorwaartslading q_F zijn uitgedrukt, blijken de volgende gelijkheden te bestaan tussen de ladingopslagparameters en de parameters van het geconcentreerde model:

$$\tau_F = S_F/H_D$$
$$\tau_{BF} = S_F/H_{CF} \qquad (10.11a,b)$$

Verder geldt voor de stroomversterkingsfactoren van de transistor bij alleen injectie in de voorwaartsrichting (onder stationaire omstandigheden):

$$\alpha_{eF} = \frac{\tau_{BF}}{\tau_F} = H_D/H_{CF}$$

$$\alpha_{bF} = \frac{1}{1+\tau_F/\tau_{BF}} = H_D/(H_D + H_{CF}) \qquad (10.12a,b)$$

Voor injectie in alleen de omkeerrichting kan men betrekkingen afleiden die analoog zijn aan (10.10) en (10.11), en welke verband leggen tussen de ladingopslagparameters τ_R en τ_{BR} en de parameterverhoudingen voor het geconcentreerde model S_R/H_D respectievelijk S_R/H_{CR}.

Voor de transistor met uniforme basis kan men het model met twee secties opvatten als een uitdrukking van het dynamische gedrag ervan, *hetzij* in termen van de overmaatgatenconcentraties aan de basisgrenzen $p_b'(0)$ en $p_b'(w)$, op de manier van hfdst. 6, *hetzij* in termen van de ladingopslagcomponenten q_F en q_R. Deze laatste opvatting geldt eveneens voor transistors met geleidelijke basisdoping, zie par. 10.4.2. Voor het tweede alternatief is het model in fig. 10.4 eenvoudig een 'schematische' voorstelling, oftewel de uitdrukking in de vorm van een schakeling, van de ladingopslagvergelijkingen, want alle stroomcomponenten zijn hierin uitgedrukt in q_F en q_R (de symbolen in het model geven alleen het fysische karakter van de verschillende stroomcomponenten aan). In het vervolg zullen we de *ladingopslaginterpretatie van het model met twee secties* toepassen, die het voordeel heeft de nadruk te leggen op meetbare grootheden en parameters. De ladingopslagparameters van een gegeven transistor kunnen namelijk heel gemakkelijk worden gemeten; zo kan men de parameters τ_F en τ_{BF} bepalen als de verhoudingen van q_F en I_C respectievelijk q_F en I_B. Dit maakt ze bijzonder geschikt om het dynamische gedrag van de transistor te karakteriseren. Aan het eind van par. 10.4 zullen we kort ingaan op een praktische methode om deze parameters te meten. Men dient wel te bedenken dat het onmogelijk is om de waarden van de modelparameters H_D etc. te bepalen door de meting van de klemvariabelen van een echte transistor – van deze parameters kan men geheel overeenkomstig verg. 10.11 alleen de *verhoudingen* meten.

10.3.2. *Het verband tussen het model met twee secties en de gelijkstroommodellen in hoofdstuk 9*

Het is in dit stadium nuttig om het verband na te gaan tussen het model met twee secties zoals dat door fig. 10.4 wordt voorgesteld en het in hfdst. 9 ontwikkelde gelijkstroommodel (fig. 9.4). Voor dit laatste model gelden de volgende betrekkingen tussen de klemstromen en -spanningen:

$$\begin{aligned} I_E &= \quad\; I_{ES}(e^{eU_{EB}/kT}-1)-\alpha_{bR}I_{CS}(e^{eU_{CB}/kT}-1) \\ I_C &= -\alpha_{bF}I_{ES}(e^{eU_{EB}/kT}-1)+\quad\; I_{CS}(e^{eU_{CB}/kT}-1) \end{aligned} \qquad (10.13a)$$

Voor de emitter- en collectorstromen van het model met twee secties volgt uit een beschouwing van fig. 10.4:

$$\begin{aligned} I_E &= p_b'(0)(H_D+H_{CF})-p_b'(w)H_D \\ I_C &= -p_b'(0)H_D+p_b'(w)(H_D+H_{CR}) \end{aligned} \qquad (10.13b)$$

Uit substitutie van de vergelijkingen:

$$p'_b(0) = p_{bo}(e^{eU_{EB}/kT} - 1)$$
$$p'_b(w) = p_{bo}(e^{eU_{CB}/kT} - 1) \qquad (10.14a,b)$$

blijkt dat (10.13a) en (10.13b) identiek zijn en dat de volgende gelijkheden bestaan:

$$p_{bo}(H_D + H_{CF}) = I_{ES}$$
$$p_{bo} H_D = \alpha_{bR} I_{CS} = \alpha_{bF} I_{ES} \qquad (10.15a,b,c)$$
$$p_{bo}(H_D + H_{CR}) = I_{CS} \quad .$$

Hiermee hebben we dus aangetoond dat het gelijkstroommodel en het model met twee secties volkomen verenigbaar zijn. Daarnaast vestigen we de aandacht op de volgende punten:

1. Aangezien α_{bF}, α_{bR}, I_{ES} en I_{CS} gemeten kunnen worden, geldt ditzelfde voor de grootheden $p_{bo} H_D$, $p_{bo} H_{CF}$ en $p_{bo} H_{CR}$. Als p_{bo} bekend is, kan men H_D, H_{CF} en H_{CR} meten, hoewel men voor de berekening van de klemvariabelen alleen $p_{bo} H_D$ etc. behoeft te kennen.

2. Zoals reeds is opgemerkt geldt het model met twee secties ook voor componenten die *geen* eendimensionale structuur hebben, evenals trouwens de resultaten van hoofdstuk 9. [Zie echter de bespreking in par. 10.4.2 voor transistors met *geleidelijke* basisdoping. Het model met twee secties geldt ook voor dergelijke transistors mits in ladingopslagtermen uitgedrukt, maar niet in termen van $p'_b(0)$ en $p'_b(w)$].

3. Aangezien het model een juiste voorstelling van het gelijkstroomgedrag levert, moet de berekening van het dynamische gedrag op basis ervan noodzakelijkerwijs naar de juiste eindpunten convergeren.

10.4. VOORWAARDEN VOOR HET GEBRUIK VAN DE LADINGOPSLAG-VERGELIJKINGEN EN HET MODEL MET TWEE SECTIES

10.4.1. *Inleiding*

We hebben er van het begin af aan op gewezen dat de splitsing van het basisgebied in twee ladingcomponenten alleen een goede voorstelling van het dynamische gedrag levert als de opgeslagen ladingen voldoende langzaam veranderen. Eenvoudigheidshalve zullen we de geldigheid ervan bij uitsluitend voorwaartse injectie ($q_R = 0$) bezien. Op zichzelf genomen is de betrekking van (10.4a) tussen basislading en basisstroom weliswaar exact (vooropgesteld dat de levensduur in de basis uniform is), maar het is duidelijk dat de beide andere vergelijkingen van het stelsel in (10.4) slechts bij benadering gelden en dat hun afwijkingen alleen klein zijn als de 'effectieve stationaire toestand', gekenmerkt door

$$i_C = -q_F/\tau_F \qquad (10.4b)$$

een redelijk nauwkeurig beeld geeft van de situatie onder dynamische omstandigheden. De eenvoudige evenredigheid tussen i_C en q_F, die in wezen kenmerkend is voor de stationaire toestand, is in het geval dat q_F varieert begripsmatig te verdedigen op grond van de

voorwaarde dat de toestand slechts langzaam mag veranderen. In de praktijk blijkt (10.4b) echter verrassend nauwkeurig overeen te komen met de ware situatie, ook als de stroom die de basis oplaadt vergelijkbaar is met de collectorstroom, zoals in fig. 10.5 in beeld is gebracht. In de figuur is de verdeling van de overmaat-gatenconcentratie weergegeven die het gevolg is van een toeneming van de lading in een uniforme basis; de geïnjecteerde gatenstroom (en daarmee ook de absolute waarde van de basisstroom) is aanzienlijk groter dan de stationaire waarde die met de momentele basislading q_F overeenkomt, maar alleen bij de grens waar de injectie plaats vindt, leidt dit tot aanzienlijke afwijkingen van de gatenconcentratie onder stationaire omstandigheden. Het verschil tussen de totale ladingovermaat q_F en de stationaire waarde die in de geïllustreerde situatie met de momentele waarde van de collectorstroom overeenkomt, is dan ook verwaarloosbaar klein (vergelijk de betreffende oppervlakken in het diagram), zodat (10.4b) een goede benadering vormt. Uit fig. 10.5 blijkt wel dat de geïnjecteerde overmaat-gatenconcentratie onder dynamische omstandigheden aanzienlijk kan afwijken van de stationaire waarde die met de momentele ladingopslag in de basis overeenkomt. We concluderen hieruit dat: 1. de betrekkingen tussen de basisladingcomponenten q_F en q_R en de klem-*stromen* zoals die worden uitgedrukt door de ladingopslagvergelijkingen en het overeenkomstige model met twee secties, ook bij zeer snelle veranderingen nog een juist beeld van het transistorgedrag kunnen geven, maar dat 2. de betrekkingen van (10.8) tussen de ladingcomponenten en de junctiespanningen u_{EB} en u_{CB} veel minder nauwkeurig zijn.

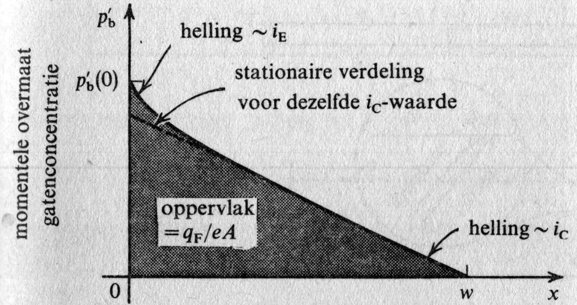


Fig. 10.5. Momentele verdeling van de overmaat-gatenconcentratie in de basis onder dynamische omstandigheden bij alleen voorwaartse injectie: de basislading neemt toe ten gevolge van de grote geïnjecteerde oplaadstroom.

Het is nuttig om nog een nadere illustratie van deze gevolgtrekkingen te leveren door het dynamische gedrag van de transistor aan de hand van het model met twee secties te beschouwen voor het in de praktijk belangrijke geval van een stapvormige basis- of emitterstroomimpuls. We houden alleen rekening met de injectie in de voorwaartsrichting ($u_{CB}=0$), waarvoor het model de in fig. 10.6a afgebeelde gemeenschappelijke-emitter-

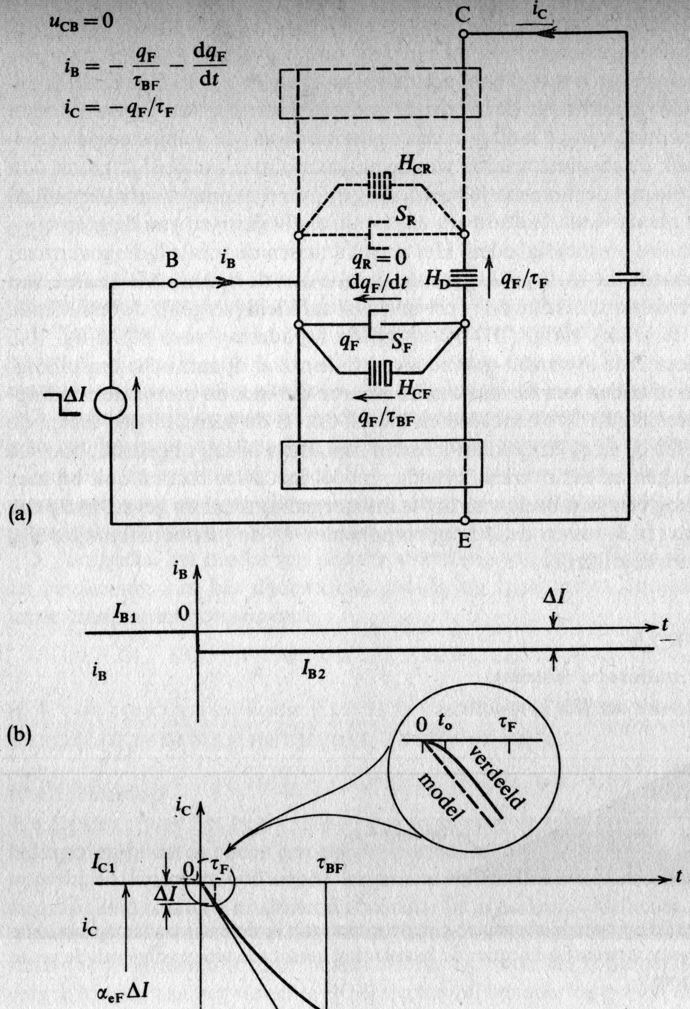


Fig. 10.6. Responsie op een stapvormige verandering van de basisstroom (alleen voorwaartse injectie): a. transistormodel; b. basisstuurstroom; c. collectorstroomresponsie.

configuratie vertoont. De situatie zou bijna identiek zijn als over de collectorjunctie een tegenvoorspanning zou staan, omdat de omkeerlading q_R normaliter verwaarloosbaar klein is ten opzichte van q_F. Uit een nadere beschouwing van ofwel het model, ofwel de ermee overeenkomende vergelijkingen, blijkt dat de responsie van de basislading q_F of de collectorstroom op een stapvormige *basisstroomimpuls* een exponentieel verloop heeft, met een tijdconstante τ_{BF}; de uiteindelijke stroomversterking voor $t \to \infty$ is $\alpha_{eF} = \tau_{BF}/\tau_F$.

Na een tijdsverloop τ_F is de collectorstroom veranderd met een bedrag dat bijna precies gelijk is aan de stapvormige verandering van de basisstroom; dat wil zeggen na een interval τ_F is de stroomversterking 1 geworden. Vóór dit tijdstip is de basisstroom groter dan de collectorstroom. Het model geeft een zeer goed beeld van het verloop van de collector-

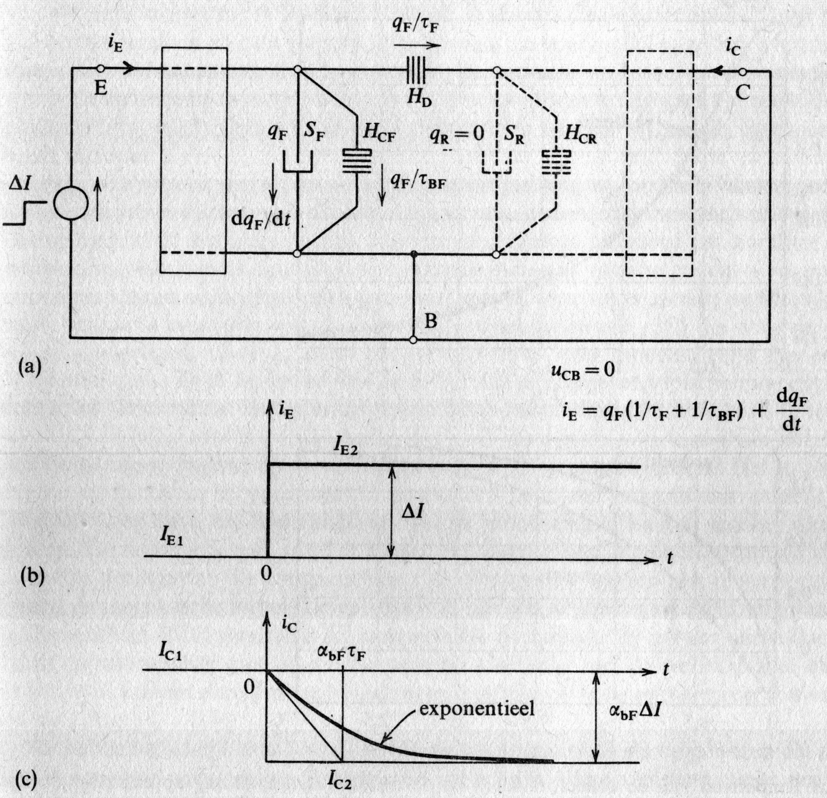


Fig. 10.7. Responsie op een stapvormige verandering van de emitterstroom (alleen voorwaartse injectie): a. transistormodel; b. emitterstuurstroom; c. collectorstroomresponsie.

stroom, want de exponentiële responsie is bijna niet te onderscheiden van het verloop dat men vindt door een verdeelde analyse van een 'eendimensionaal' uniform basisgebied. Zoals in fig. 10.6b te zien is bestaat de enige waarneembare afwijking tussen het verloop van het verdeelde systeem en dat van het model uit een kortstondige vertraging, van de orde van $t_o = 0{,}2\ \tau_F$, in de curve van het verdeelde systeem alvorens deze samenvalt met de responsie zoals die aan de hand van het geconcentreerde model is berekend.

In fig. 10.7a is het geconcentreerde model afgebeeld in de gemeenschappelijke-basis-configuratie, weer voor alleen injectie in de voorwaartsrichting. Ook in dit geval blijkt uit een vergelijking van de uitdrukkingen voor de emitter- en de collectorstroom dat de col-

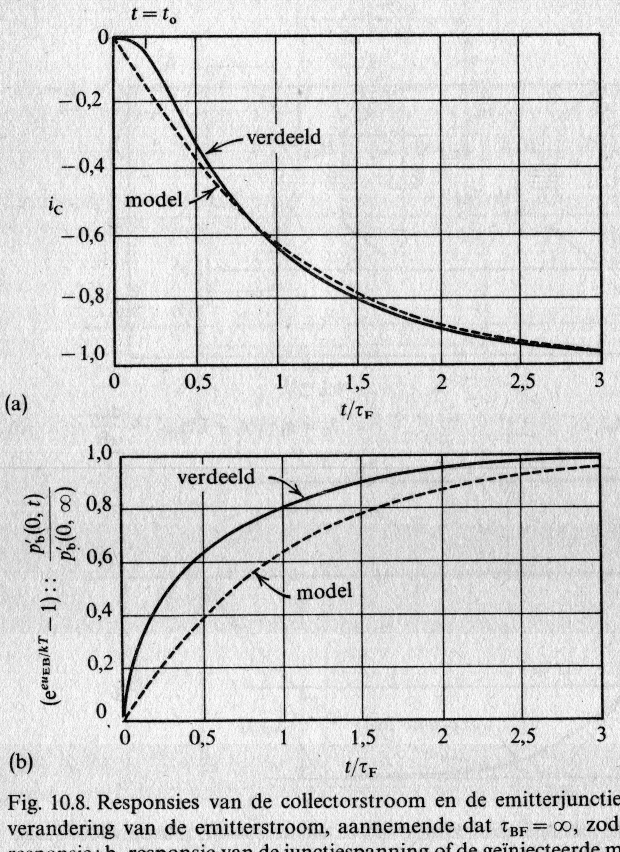


Fig. 10.8. Responsies van de collectorstroom en de emitterjunctiespanning op een stapvormige verandering van de emitterstroom, aannemende dat $\tau_{BF} = \infty$, zodat $\alpha_{bF} = 1$: a. collectorstroom-responsie; b. responsie van de junctiespanning of de geïnjecteerde minderheidsconcentratie.

lectorstroomresponsie bij een stapvormige *emitterstroomimpuls* een exponentiëel verloop vertoont (zie fig. 10.7c), met een tijdconstante

$$\frac{\tau_F}{1+\tau_F/\tau_{BF}} = \alpha_{bF}\tau_F$$

De snelheid waarmee de collectorstroom (of q_F) reageert is relatief gezien veel groter dan in het voorgaande geval van een stapvormige basisstroomimpuls, doordat $\alpha_{bF}\tau_F \ll \tau_{BF}$. Het is interessant om het voorspelde verloop van de collectorstroom te vergelijken met het resultaat van een verdeelde analyse van een uniform basisgebied, zoals in fig. 10.8a is gedaan. In de afgebeelde situatie is de recombinatie van ladingdragers verwaarloosd, zodat $\tau_{BF} = \infty$ en $\alpha_{bF} = 1$. Ook hier blijkt het geconcentreerde model een zeer goed beeld van het transistorgedrag te leveren, ofschoon de stroom die de basis oplaadt over het hele afgebeelde bereik in grootte vergelijkbaar is met i_C, en voor $t < 0{,}7\ \tau_F$ zelfs i_C overtreft. Ook hier is het voornaamste onderscheid weer dat de responsie op grond van de verdeelde analyse geen waarneembare verandering in de collectorstroom te zien geeft tot een tijdstip dat ongeveer bij $t_0 = 0{,}2\ \tau_F$ ligt, waarna het stroomverloop weer een bij benadering exponentieel beeld vertoont.

In fig. 10.8b is ook de responsie van de junctiespanning u_{EB} op basis van het geconcentreerde model vergeleken met die aan de hand van een verdeelde analyse van een uniform basisgebied, voor een stapvormige emitterstroomimpuls. Vanwege het karakter van de betrekking (10.8a) tussen u_{EB} en de geïnjecteerde lading q_F voor het model is het praktisch om de responsies op de afgebeelde genormaliseerde wijze uit te zetten; de feitelijk uitgezette waarde is evenredig met de overmaat-gatenconcentratie $p_b'(0)$ die door de emitter wordt geïnjecteerd, ofwel q_F, zodat het verloop ervan weer exponentieel is met een tijdconstante $\alpha_{bF}\tau_F$. Zoals op grond van de in fig. 10.5 weergegeven typische momentele verdeling van de overmaat-lading onder dynamische omstandigheden in de basis te verwachten was, kan het geconcentreerde model geen juist beeld geven van de snelheid waarmee de junctiespanning reageert op de verandering in de geïnjecteerde stroom. Het u_{EB}-verloop dat aan de hand van het geconcentreerde model is berekend vertoont aanvankelijk een te langzame responsie, om naderhand een betere benadering te leveren van het werkelijke gedrag. De voorspellingen van het model ten aanzien van de junctiespanning zijn dus duidelijk slechter dan die aangaande de collectorstroom, hetgeen niet te verwonderen is gezien de toegevoerde impuls de voorwaarde van een langzame verandering [waarop de geldigheid van (10.8) gebaseerd is] aanmerkelijk overtreedt. Bij minder snelle fluctuaties komt de voorspelling van de junctiespanning veel beter met de werkelijkheid overeen; in het geval van een stapvormige basisstroomimpuls levert het model een zeer nauwkeurige beschrijving.

We hebben er al in hfdst. 6 met betrekking tot de junctiediode op gewezen dat men de nauwkeurigheid van het geconcentreerde model altijd kan opvoeren door het aantal secties groter te maken. Een model waarin het basisgebied in drie secties is verdeeld levert al een veel betere overeenkomst met de werkelijke responsie van u_{EB} zoals die in fig. 10.8 is

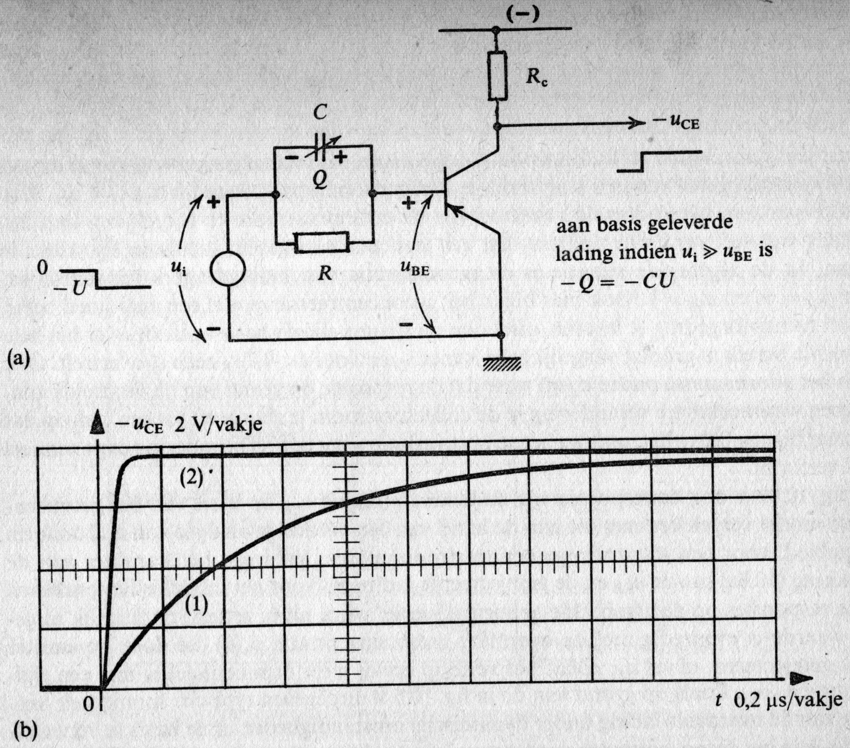


Fig. 10.9. Responsie van de transistor op een stapvormige verandering van de basislading: een lading $(-Q) = -EC$ wordt via C aan de basis toegevoerd, terwijl R de overeenkomstige stroom levert die nodig is om deze lading constant te houden: a. schakelingsconfiguratie; b. typisch verloop van de collectorspanning: 1. zonder de condensator C, responsie als in fig. 10.6; 2. zo ingesteld dat $RC = \tau_{BF}$.

weergegeven. Voor praktische transistortoepassingen zijn twee secties in de regel ruimschoots voldoende.

We willen niet nalaten hier nog een laatste voorbeeld te geven van de opvallend exacte voorspelling van het verband tussen ladingen en stromen zoals deze door het model met twee secties wordt gegeven. Wordt een transistor aangesloten op de wijze van fig. 10.9, dan levert een stapvormige ingangsspanningsimpuls een plotselinge toevoer van lading $(-Q)$ aan meerderheidsdragers die naar de basis vloeien, gevolgd door het tot stand komen van een constant basisstroomniveau. In deze situatie bevindt de transistor zich in feite in het

actieve gebied. Volgens de ladingopslagbetrekkingen van (10.4) en zoals men trouwens ook uit het geconcentreerde model kan aflezen, vormt zich, als de tijdconstante van de basisstuurkring is $RC = \tau_{BF}$, plotseling een basislading $q_F = Q$ die vervolgens constant wordt gehouden. De collectorstroom moet zodoende een *stapvormige* verandering te zien geven, althans volgens het model. In de praktijk blijkt de responsie van de collectorstroom (of -spanning) inderdaad bijna volkomen stapvormig te zijn, hetgeen door het typische verloop in fig. 10.9 is geïllustreerd. (Vergelijk dit verloop met het eveneens afgebeelde verloop bij $C = 0$.) En dit ondanks het feit dat de dynamische veranderingen in de basis werkelijk zeer snel veranderingen worden opgelegd, veel sneller dan in het in fig. 10.7 weergegeven geval van een stapvormige verandering van de emitterstroom. We concluderen hieruit dat een plaatselijk 'pakket' van overmaat-ladingdragers dat bij de emittergrens van het basisgebied wordt geïnjecteerd, zoals bij het uitsturen van de basis in fig. 10.9, zich door middel van diffusie in zeer korte tijd tot een stationaire verdeling kan uitspreiden; uit een verdeelde analyse van een uniform basisgebied blijkt dat het diffusieproces hiervoor een tijd nodig heeft welke bijna precies overeenkomt met de eerder genoemde vertragingstijd $t_0 = 0{,}2\ \tau_F$.

Het in fig. 10.9 getekende circuit wordt in de praktijk gebruikt voor de meting van ladingopslagparameters van de transistor. Als de oplaadverschijnselen welke met de ruimteladingslagen verband houden geheel verwaarloosd mogen worden (bij alle voorgaande besprekingen zijn ze buiten beschouwing gelaten), geldt voor het geval dat RC zo is ingesteld dat de collectorstroom (of -spanning) een stapvormige responsie vertoont:

$$RC = \tau_{BF}$$

Is bovendien de collectorspanningsimpuls gelijk aan de ingangsspanningsimpuls, dan geldt:

$$R_c C = \tau_F$$

Overeenkomstige overwegingen gelden voor injectie in de omkeerrichting, en ook voor het geval dat de transistor zo is ingesteld dat gelijktijdige injectie vanuit beide juncties optreedt. In de praktijk wordt de lading die door de basisstroom aan het basisgebied wordt toegevoerd, niet uitsluitend gevormd door de overmaat-minderheidsladingen in voorwaarts- en omkeerrichting, q_F en q_R. De ladingen die bij veranderingen van de junctiespanningen aan de ruimteladingen moeten worden toegevoerd zijn namelijk niet verwaarloosbaar klein. In de schakeling van fig. 10.9 bijvoorbeeld, bevat de lading $(-Q)$ die via C naar de basis stroomt ook een component die de lading in de emitter-ruimteladingslaag verandert. In par. 10.6 zullen we het model zo uitbreiden dat ook de invloed van de ruimteladingslagen in rekening wordt gebracht. Alvorens hiertoe over te gaan willen we in par. 10.5 echter eerst een illustratie geven van het gebruik van het model met twee secties en de bijbehorende ladingopslagvergelijkingen om een praktisch probleem op te lossen. Hierbij blijft de invloed van ladingen in de ruimteladingslagen nog buiten beschouwing.

10.4.2. *Het model van een transistor met geleidelijke basisdoping*

Bij de voorgaande bespreking en afleiding zijn we steeds uitgegaan van componenten met uniforme basisgebieden. Alle vergelijkingen in termen van de ladingopslagcomponenten in voorwaarts- en omkeerrichting q_F en q_R zijn echter evenzeer van toepassing op bases met een willekeurig verloop van de doopstoffenconcentraties. Het begrip ladingopslag en de aspecten ervan hebben een zeer algemeen karakter, de kwantitatieve beschrijving ervan vereist alleen dat men de parameters τ_F, τ_{BF}, τ_{BR} en τ_R van het betreffende onderdeel moet specificeren. Ook het model met twee secties heeft een algemene geldigheid, zolang men de ladingopslaginterpretatie ervan aanhoudt. Alle stromen in het model zijn uitgedrukt in de ladingen q_F en q_R in de storanties S_F en S_R; met name de stroom die door het element H_D (dat wil zeggen de basis overstekend) van emitter naar collector vloeit is $(q_F/\tau_F - q_R/\tau_R)$. Het model met twee secties is daarentegen niet te gebruiken om in het geval van een niet-uniforme basis de transistorvariabelen uit te drukken in termen van de overmaat-minderheidsconcentraties aan de grenzen, $p'_b(0)$ en $p'_b(w)$, omdat de stroom die de basis oversteekt dan niet eenvoudig evenredig is met het verschil van deze beide dragersconcentraties (het dragerstransport geschiedt dan immers door een combinatie van diffusie- en driftinvloeden).

10.5. EEN VOORBEELD VAN HET GEBRUIK VAN HET GECONCENTREERDE MODEL

10.5.1. *Inleiding*

In deze paragraaf zullen we een eenvoudig voorbeeld behandelen, waarbij het dynamische gedrag van de transistor wordt geanalyseerd aan de hand van het geconcentreerde model met twee secties. Uit dit voorbeeld zal blijken hoe bij de analyse steeds wordt uitgegaan van de opgeslagen ladingen q_F en q_R zoals die door de differentiaalvergelijkingen van het model worden geleverd, terwijl we er bovendien enkele algemene conclusies aan kunnen ontlenen, in het bijzonder ten aanzien van het omschakelgedrag in het verzadigingsgebied. We willen er nogmaals op wijzen dat dit alles voor een geïdealiseerde transistor geldt, waarbij verschijnselen die verband houden met ladingopslag in de ruimteladingslagen zijn verwaarloosd.

De transistor wordt in het betreffende circuit, dat in fig. 10.10a is afgebeeld, als een elektrisch gestuurde schakelaar gebruikt. Omdat de basis met de aarde is verbonden vloeit er slechts een zeer kleine collectorstroom I_{CS} in de belastingsweerstand R_L, die daardoor in feite geen verbinding heeft met de spanningsbron U_L. Op het tijdstip $t=0$ wordt de basis doorverbonden met de bron U_S, R_S, die de basisstroom levert; als we aannemen dat $|u_{EB}| \ll U_S$ betekent dit dat op het tijdstip $t=0$ de basisstroom een stapvormige verandering ondergaat. Als U_S, R_S zodanig is dat :

$$-I_B = \frac{U_S}{R_S} > \frac{U_L}{R_L} \frac{1}{\alpha_{eF}}$$

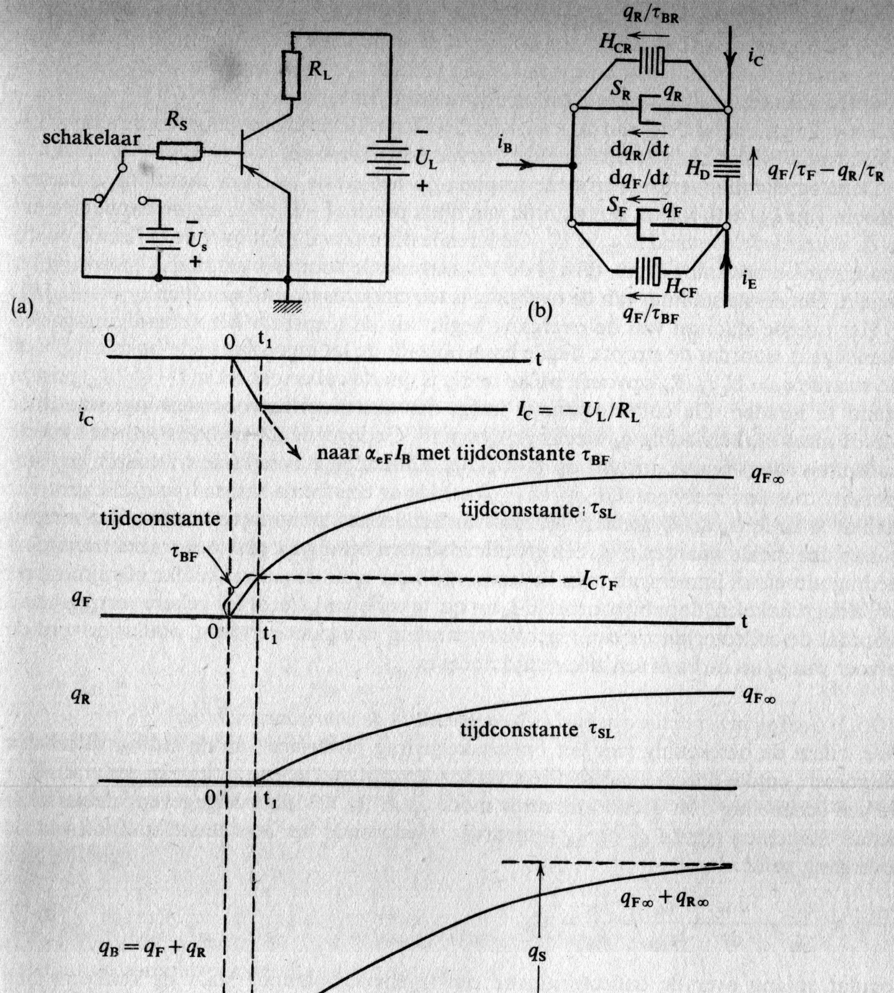


Fig. 10.10. Voorbeeld van de responsie van een transistor bij het omschakelen van de afsnij- naar de verzadigde toestand: a. schakeling; b. transistormodel; c. golfvormen.

moet de transistor op een gegeven ogenblik na de impuls het verzadigingsgebied bereiken. De spanning tussen collector en emitter is dan bijna nul, en de transistor werkt dan als een gesloten schakelaar die in serie staat met de belastingsweerstand.

We willen nu het gedrag van de transistor bepalen tijdens de overgang van de aanvankelijke afsnijtoestand naar de uiteindelijke verzadigingstoestand.

Deze berekening verloopt in twee trappen. In het eerste stadium neemt de collectorstroom van $I_{CS}(\approx 0)$ toe tot een waarde van bijna precies $(-U_L/R_L)$, als we aannemen dat in de verzadigde toestand $|u_{CB}| \ll U_L$. Gedurende dit interval blijft over de collectorjunctie een tegenvoorspanning staan, terwijl de basisstroom de voorwaartslading q_F steeds groter maakt. Het eerste stadium van de overgang is ten einde als u_{CB} nul wordt en $i_C \approx -U_L/R_L$.

Het tweede stadium van de overgang begint als de transistor het verzadigingsgebied binnengaat, doordat de stroom die de basis oplaadt de ladingopslag in de basis tot boven de waarde $q_F = U_L \tau_F / R_L$ opvoert, welke nodig is om de collectorstroom $(-U_L/R_L)$ juist in stand te houden. De collectorjunctie krijgt dan een doorlaatvoorspanning, waardoor steeds meer omkeerlading q_R wordt geïnjecteerd. Gedurende dit tweede stadium blijft de collectorstroom bijna constant op $(-U_L/R_L)$. Uiteindelijk bereikt de transistor een stationaire toestand met bepaalde q_F- en q_R-waarden en een totale basislading q_B die groter is dan de waarde $U_L \tau_F / R_L$ die aan het eind van het eerste stadium was bereikt. Het verschil tussen deze beide waarden is q_S, een grootheid die een belangrijke invloed op het transistorgedrag uitoefent. Immers, als men de transistor weer naar de aanvankelijke afsnijtoestand wil terugschakelen (door bijvoorbeeld I_B tot nul te verlagen), treedt een zekere vertraging op vóórdat de collectorjunctie een tegenvoorspanning kan gaan vertonen, omdat er voor de afvoer van q_S uit de basis een zekere tijd nodig is.

10.5.2. *Gedrag in het actieve gebied* (*alleen injectiè in de voorwaartsrichting*)

We willen de berekening van het omschakelgedrag in termen van de ladingsvariabelen uitvoeren, omdat deze het meest direct verbonden zijn met de prestaties van een transistor in een schakeling. Het geconcentreerde model is in fig. 10.10b weergegeven; de verschillende elementen zijn in q_F en q_R uitgedrukt. Gedurende het hele eerste stadium van de overgang geldt:

$$-i_B \approx \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_R}{\tau_{BR}} = \frac{U_S}{R_S} = |I_B| \qquad (10.16)$$

omdat zolang over de collectorjunctie een tegenvoorspanning staat de omkeerlading $q_R = p_b'(w) S_R$ bijna precies $(-p_{bo} S_R)$ is en de betreffende oplaadstroom verwaarloosbaar klein is. Laten we deze zeer kleine stroom q_R/τ_{BR} buiten beschouwing of nemen we aan dat $|q_R| \ll q_F$ binnen het hele overgangsgebied (zodat $q_B \approx q_F$), dan wordt de oplossing van (10.16) met de beginvoorwaarde $q_F = 0$:

$$q_F = \frac{U_S}{R_S} \tau_{BF} (1 - e^{-t/\tau_{BF}}) \qquad (10.17a)$$

zodat:

$$i_C = -\alpha_{eF} \frac{U_S}{R_S} (1 - e^{-t/\tau_{BF}}) \tag{10.17b}$$

Zoals in fig. 10.10c te zien is, gelden de bovenstaande vergelijkingen totdat de collectorstroom de waarde:

$$i_C \cong -U_L/R_L = -|I_C|$$

krijgt. De tijd t_1 die de collectorstroom nodig heeft om deze waarde te bereiken is volgens (10.17b):

$$t_1 = \tau_{BF} \ln \left(\frac{1}{1 - |I_C|/\alpha_{eF} I_B} \right) \tag{10.18}$$

10.5.3. *Gedrag in het verzadigingsgebied*

Gedurende het hele tweede stadium van de overgang bevindt de transistor zich in het verzadigingsgebied, waarbij q_F en q_R beide positief zijn en van de tijd afhangen, terwijl i_C constant blijft op $(-I_C)$. Aan de hand van het in fig. 10.10b gegeven model kunnen we nu de volgende vergelijkingen voor de basis- en de collectorstroom opstellen, welke beide constante, door de schakeling bepaalde waarden hebben:

$$-i_B = |I_B| = \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{dq_F}{dt} + \frac{q_R}{\tau_{BR}} + \frac{dq_R}{dt} \tag{10.19a}$$

$$-i_C = |I_C| = \frac{q_F}{\tau_F} - \left(\frac{1}{\tau_{BR}} + \frac{1}{\tau_R} \right) q_R - \frac{dq_R}{dt} \tag{10.19b}$$

waarin $|I_B| = U_S/R_S$ en $|I_C| = U_L/R_L$.

Deze vergelijkingen kunnen worden opgelost voor de beginvoorwaarden $q_F = |I_C| \tau_F$, en $q_R = 0$ op $t = t_1$. De oplossing van q_F of q_R leidt tot twee exponentieel afnemende functies, waarvan de tijdconstanten worden gegeven door de uit (10.19) afgeleide karakteristieke vergelijking:

$$s^2 + s \left\{ \frac{1}{\tau_F} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{BF}} + \frac{1}{\tau_{BR}} \right\} + \left\{ \frac{1}{\tau_F \tau_{BR}} + \frac{1}{\tau_R \tau_{BF}} + \frac{1}{\tau_{BF} \tau_{BR}} \right\} = 0 \tag{10.20}$$

waarin s de complexe frequentievariabele voorstelt.

Uit substitutie van typische parameterwaarden van transistors uit de praktijk blijkt dat de constante term in deze vergelijking zeer klein moet zijn ten opzichte van het kwadraat van de coëfficiënt van s. Hiervan uitgaande kunnen we (10.20) gemakkelijk oplossen, hetgeen dan een grote en een kleine tijdconstante levert, overeenkomende met een langzame 'L-mode' en een snelle 'S-mode':

$$\frac{1}{\tau_{SN}} = \frac{1}{\tau_F} + \frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{BF}} + \frac{1}{\tau_{BR}} \tag{10.21}$$

$$\frac{1}{\tau_L} = \frac{1/\tau_F\tau_{BR} + 1/\tau_R\tau_{BF} + 1/\tau_{BF}\tau_{BR}}{1/\tau_F + 1/\tau_R + 1/\tau_{BF} + 1/\tau_{BR}} \tag{10.22}$$

waarin $\tau_L \gg \tau_{SN}$.

Bij een gedetailleerde analyse blijkt dat de S-mode een snelle herverdeling van de lading tussen q_F en q_R voorstelt (dat wil zeggen tussen de storanties S_F en S_R); de voorwaarts- en omkeerladingen hebben snelle modecomponenten van tegengesteld teken. De L-mode daarentegen stelt de groei (of, in andere situaties, de afneming) van *zowel* q_F als q_R voor als gevolg van de invloed van de basislaadstroom plus recombinatieverschijnselen. De L-modecomponenten van q_F en q_R hebben hetzelfde teken.

Berekening van de twee componenten van q_F of q_R levert dat als $\tau_L \gg \tau_{SN}$ de S-mode een *veel kleinere absolute waarde* heeft dan de L-mode, terwijl het effect bovendien veel sneller afneemt. In het onderhavige voorbeeld mag deze mode dan ook worden verwaarloosd. Hetzelfde geldt voor de meeste omschakelsituaties, behalve wanneer het verloop zelf van de ladingverdeling tussen de voorwaarts- en omkeercomponenten een rol gaat spelen. Als we alleen de L-mode in rekening brengen, leveren de bovenstaande vergelijkingen:

$$q_F = q_{F(L)}e^{-t'/\tau_L} + q_{F\infty} \tag{10.23a}$$

$$q_R = q_{R(L)}e^{-t'/\tau_L} + q_{R\infty} \tag{10.23b}$$

waarin $t' = t - t_1$. De beginsituatie op het tijdstip $t' = 0$ wordt gekenmerkt door $q_{F(L)} + q_{F\infty} = |I_C|\tau_F$ en $q_{R(L)} + q_{R\infty} = 0$.

In fig. 10.10c is het verloop van q_F en q_R in de tijd weergegeven. De uiteindelijke waarden $q_{F\infty}$ en $q_{R\infty}$ zijn gemakkelijk in de door de schakeling bepaalde klemstromen en ladingopslagparameters van de transistor uit te drukken. Het gedrag van de totale basislading $q_B = q_F + q_R$ is eveneens weergegeven, en deze blijkt in het tweede stadium toe te nemen met een waarde q_S, de 'verzadigingslading', een belangrijke factor omdat deze lading moet worden afgevoerd vóórdat i_C bij de terugschakeling naar de aanvankelijke afsnijtoestand kan veranderen, een aspect waar reeds eerder op is gewezen. Met behulp van de definitie:

$$q_S \equiv q_{F\infty} + q_{R\infty} - |I_C|\tau_F$$

en (10.19) vinden we voor de verzadigingslading in de stationaire situatie:

$$q_S = \tau_S|I_{BS}| \tag{10.24a}$$

waarin:

$$I_{BS} = I_B - I_C/\alpha_{eF} \tag{10.24b}$$

en:

$$\tau_S = \frac{1/\tau_F + 1/\tau_R + 1/\tau_{BR}}{1/\tau_F\tau_{BR} + 1/\tau_R\tau_{BF} + 1/\tau_{BF}\tau_{BR}} \tag{10.24c}$$

De basisstroom I_{BS} is de stroom die overblijft na aftrekking van I_C/α_{eF} welke nodig is om de transistor in het verzadigingsgebied te sturen, terwijl q_S de overeenkomstige verzadigingslading in de basis is na aftrekking van $|I_C|\tau_F$. Uit substitutie van praktische numerieke waarden blijkt dat q_S veel groter kan zijn dan $|I_C|\tau_F$, zoals ook in fig. 10.10c te zien is, als $|I_{BS}| \gg |I_C|/\alpha_{eF}$.

Uit vergelijking van (10.24c) en (10.22) blijkt dat τ_S, dikwijls de *verzadigings-ladingopslagparameter* genoemd, in feite slechts een miniem verschil vertoont met de tijdconstante van de L-mode, τ_L. Deze overeenkomst komt nog duidelijker naar voren als we de beide parameters in de volgende vorm schrijven:

$$\tau_L = \frac{\alpha_{bF}\tau_F + \alpha_{bR}\tau_R}{1 - \alpha_{bF}\alpha_{bR}} \tag{10.25a}$$

$$\tau_S = \frac{\alpha_{bF}(\tau_F + \alpha_{bR}\tau_R)}{1 - \alpha_{bF}\alpha_{bR}} \tag{10.25b}$$

De dynamische verschijnselen gedurende de overgang binnen het verzadigingsgebied die met de toe- en afneming van ladingopslag gepaard gaan, kan men zich derhalve het beste voorstellen als te worden veroorzaakt door de recombinatie van de verzadigingslading q_S met de effectieve levensduur voor het verzadigingsgebied $\tau_S \approx \tau_L$, waarbij de basislading in de begintoestand, $|I_C|\tau_F$, welke door de constante collectorstroom wordt bepaald, op een constant niveau wordt gehouden. We kunnen deze vereenvoudigde versie van het dynamische gedrag van de basislading als volgt in de vorm van een 'ladingopslagvergelijking voor het verzadigingsgebied' schrijven:

$$-i_B = \frac{|I_C|\tau_F}{\tau_{BF}} + \frac{q_S}{\tau_S} + \frac{dq_S}{dt} \tag{10.26}$$

Zou men bijvoorbeeld de tijd willen vinden die nodig is om de verzadigingslading uit de basis af te voeren door het aanleggen van een positieve basisstuurstroom, dan moet men (10.26) oplossen voor het tijdstip waarop $q_S = 0$.

Willen we echter het gedrag van de klemspanningen van de transistor in het verzadigingsgebied bepalen, dan is het nodig om q_S in zijn voorwaarts- en omkeercomponenten te verdelen. Uit (10.8) volgt dan voor de collectorresponsie u_{CE}:

$$u_{CE} = \frac{kT}{e}\ln\left[\frac{q_R + q_{RS}}{q_F + q_{FS}} \cdot \frac{q_{FS}}{q_{RS}}\right] \cong \frac{kT}{e}\ln\left[\frac{q_R}{q_F} \cdot \frac{\tau_F}{\tau_R}\right] \tag{10.27}$$

na substitutie van de door (9.9) gegeven betrekking dat $\alpha_{bF} I_{ES} = \alpha_{bR} I_{CS}$ en als we aannemen dat de ladingen welke met de verzadigingsstromen in de tegenrichting I_{CS} en I_{CE} gepaard gaan, verwaarloosbaar zijn ten opzichte van q_R respectievelijk q_F. Deze spanning ligt in de

regel tussen enkele millivolt en enkele tienden volt. De in- en uitschakelverschijnselen zijn in de regel zo langzaam dat (10.27) een behoorlijk nauwkeurige beschrijving levert.

Tot slot van de behandeling van dit voorbeeld willen we er nogmaals op wijzen dat verschijnselen als gevolg van de op- en ontlading van de ruimteladingslagen buiten beschouwing zijn gelaten. Deze zullen zeer zeker invloed uitoefenen op het transistorgedrag tijdens de omschakeling van afsnijtoestand naar de grens van het verzadigingsgebied en omgekeerd. In het verzadigingsgebied zelf zijn de junctiespanningen echter in de regel klein en is de variatie ervan gering, zodat de ladingen in de ruimteladingslagen bijna constant blijven. In deze situatie mogen de ladingseffecten ervan dikwijls worden verwaarloosd, zodat de bovenstaande analyse in termen van de ladingopslag aan overmaat-minderheidsdragers in het neutrale basisgebied voor het *verzadigingsgebied* wel een voldoende nauwkeurig beeld geeft. In de volgende paragrafen zullen we de invloed van de ladingen in de ruimteladingslagen aan het model toevoegen.

10.6. DE VOORSTELLING VAN DE LADINGOPSLAG IN DE RUIMTELADINGSLAGEN

Het tot dusver ontwikkelde model geeft een volledige beschrijving van de ladingen en stromen in het neutrale basisgebied bij voorgeschreven klemspanningen u_{EB} en u_{CB} (mits deze spanningen niet te snel variëren). De ladingopslag binnen de basis hangt echter niet alleen af van de dragersconcentraties die bij de basisgrenzen worden geïnjecteerd, maar ook van de basisdikte tussen de ruimteladingslagen – en deze is weer afhankelijk van de waarden van *beide* junctiespanningen. Als we ons nu beperken tot het *actieve* werkgebied, met tegenvoorspanning op de collectorjunctie, zien we dat q_F en daarmee τ_F in zekere mate worden beïnvloed door u_{CB}, en wel door middel van de basisdiktemodulatie. Het model levert de juiste eindresultaten voor veranderingen van de junctiespanningen vanuit de evenwichtswaarden (nulwaarden), terwijl τ_F en τ_R het verband aangeven tussen de uiteindelijke stroomsterkten en de uiteindelijk opgeslagen ladingen. Gedurende de overgang van het ene werkpunt naar het andere fluctueren de ladingopslagparameters enigermate als gevolg van de verandering in de basisdikte, maar deze variaties zijn gelukkig doorgaans zo klein dat de hierdoor optredende fout verwaarloosbaar is, als men de parameterwaarden gebruikt zoals die voor de totale optredende ladingveranderingen gelden.

Veel belangrijker is het verschijnsel dat veranderingen in de junctiespanningen invloed uitoefenen op de grootte van de ladingen in de ruimteladingslagen. De hiermee overeenkomende laadstromen nemen de vorm aan van basisstroomcomponenten, en wanneer de junctiespanningen snel fluctueren kunnen deze componenten vergelijkbaar worden met de laadstromen welke aan het neutrale basisgebied worden toegevoerd. De ladingsbehoeften van de ruimteladingslagen kunnen als volgt worden opgenomen in de uitdrukking voor de basisstroom:

$$-i_B = \frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{q_R}{\tau_{BR}} + \frac{d}{dt}(q_F + q_R + q_{UE} + q_{UC}) \tag{10.28}$$

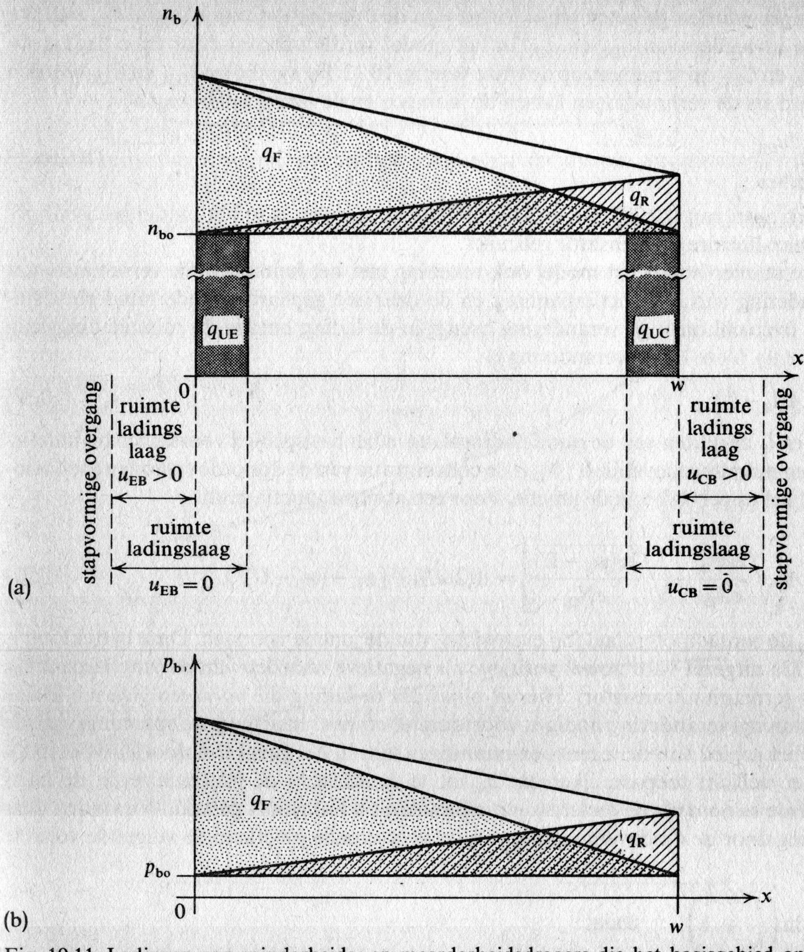


Fig. 10.11. Ladingen aan minderheids- en meerderheidsdragers die het basisgebied ontvangt als u_{EB} en u_{CB} beide positief worden gemaakt (verzadiging). De aanduidingen q_F, q_R, q_{UE} en q_{UC} zijn bedoeld om aan te geven dat de betreffende oppervlakken deze ladingen voorstellen.
a. Meerderheidsconcentratie; b. minderheidsconcentratie.

De vier verschillende ladingcomponenten zijn in fig. 10.11 in beeld gebracht. De componenten $(-q_{UE})$ en $(-q_{UC})$ zijn de ladingen van de meerderheidselektronen die via de basisstroom moeten worden toegevoerd om de ladingen van de ruimteladingslagen te neutraliseren, als deze ten gevolge van doorlaatvoorspanningen op de juncties dunner worden. Deze ladingen worden gemeten ten opzichte van de evenwichtssituatie, $u_{EB} = u_{CB} = 0$. We kunnen de invloeden van q_{UE} en q_{UC} in het model verdisconteren door twee 'ladingopslagen' C_{UE} en C_{UC} op te nemen, op de wijze van fig. 10.12. De symbolen C_{UE} en C_{UC} worden gedefinieerd als de verhoudingen tussen de ladingen en de junctiespanningen:

$$C_{UE} \equiv q_{UE}/u_{EB}$$
$$C_{UC} \equiv q_{UC}/u_{CB} \qquad (10.29a,b)$$

De betrekkingen van (10.29) zijn *niet-lineair*; om deze reden is in het model het symbool voor een niet-lineaire condensator gebruikt.

Op deze manier houdt het model ook rekening met het fundamentele verschijnsel dat een verandering van de junctiespanning en de daarmee gepaard gaande minderheidsinjectie een overeenkomstige verandering brengt in de lading binnen de ruimteladingslaag van die junctie. Deze ladingverandering is:

$$q_U = eN_D A(l_0 - l_U) \qquad (10.30)$$

waarin l_0 en l_U de dikten van de ruimteladingslaag in het basisgebied voorstellen bij junctiespanningen nul respectievelijk U; N_D is de concentratie van de donordoopstoffen (donorionen), en A het oppervlak van de junctie. Voor een abrupte junctie geldt:

$$q_U = eN_D A\left[\sqrt{\frac{2\varepsilon\varphi_0}{eN_D}} - \sqrt{\frac{2\varepsilon(\varphi_0 - U)}{eN_D}}\right] = A(2\varepsilon eN_D)^{\frac{1}{2}}[\varphi_0^{\frac{1}{2}} - (\varphi_0 - U)^{\frac{1}{2}}] \qquad (10.31)$$

waarin φ_0 de contactpotentiaal (bij evenwicht) van de junctie voorstelt. Deze betrekking is in fig. 10.13a uitgezet voor zowel positieve als negatieve waarden van de junctiespanning (voor een germaniumtransistor). Hieruit blijkt dat de lading die voor een gegeven kleine junctiespanningsverandering nodig is voortdurend *afneemt* naarmate de spanningswaarde verder in het gebied van de tegenvoorspanningen ligt. In het geval van doorlaatvoorspanning is het wellicht toepasselijker om q_U uit te drukken in de (stationaire) in de basis geïnjecteerde stroom als de andere junctiespanning op nul wordt gesteld. We vinden deze uitdrukking door de diodevergelijking van de injecterende junctie in de volgende vorm te schrijven:

$$U = \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{I}{I_S} + 1\right) \qquad \text{zodat:}$$

$$q_U = A(2\varepsilon eN_D)^{\frac{1}{2}}\left[\varphi_0^{\frac{1}{2}} - \left\{\varphi_0 - \frac{kT}{e}\ln\left(\frac{I}{I_S} + 1\right)\right\}^{\frac{1}{2}}\right] \qquad (10.32)$$

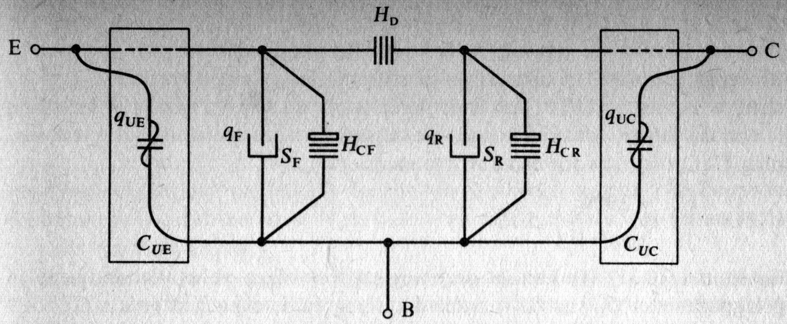


Fig. 10.12. De opneming van de ladingopslag in de ruimteladingslagen in het transistormodel.

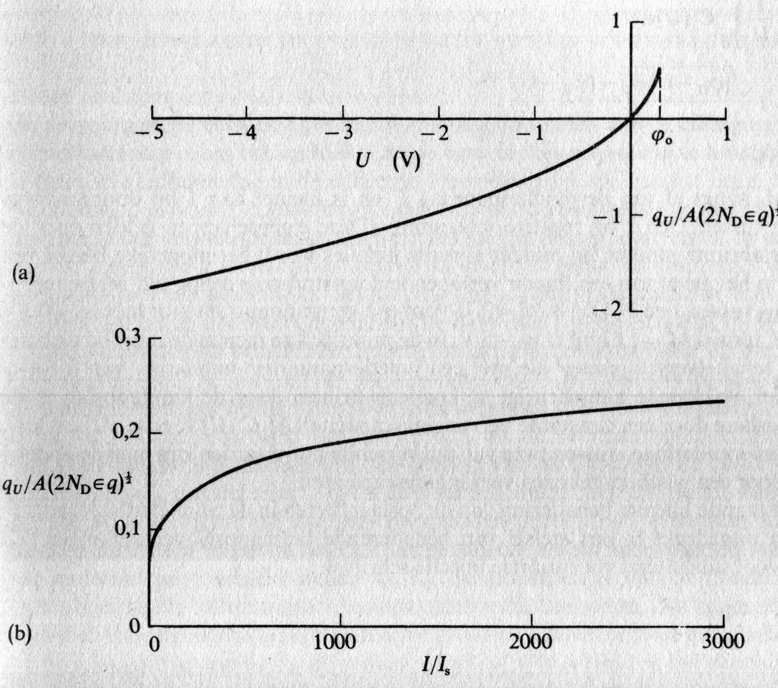


Fig. 10.13. Niet-lineaire ladingopslag in de overgangslaag (transitielaag) aan de hand van een stapvormige junctie (germaniumtransistor).
a. Ruimteladingslaag in termen van de voorspanning; b. ruimteladingslaag in termen van de doorlaatstroom.

Deze betrekking is in fig. 10.13b uitgezet, waaruit duidelijk blijkt dat in het geval van doorlaatvoorspanning over de junctie de differentiële ladingbehoefte van de ruimteladingslaag afneemt naarmate het niveau van de stroominjectie hoger wordt.

Een alternatieve manier om (10.31) uit te drukken is om uit te gaan van de differentiële capaciteit C_j van de junctie (dat wil zeggen de capaciteit voor kleine signalen) bij een junctiespanning U. Dit levert voor een abrupte junctie:

$$q_U = \int_0^U C_j(U)\mathrm{d}U = \int_0^U A\left(\frac{2\varepsilon e N_D}{\varphi_0 - U}\right)^{\frac{1}{2}} \mathrm{d}U \tag{10.33}$$

wat overeenkomt met (10.31). We kunnen deze weg nog vervolgen en het verband bepalen tussen de opslagparameter C_U van de ruimteladingslaag en de capaciteit ervan, C_j, zoals die voor de uiteindelijke toestand van de junctie gelden:

$$\begin{aligned} C_U &= \frac{q_U}{U} = \frac{1}{U}\int_0^U C_j(U)\mathrm{d}U \\ &= 2C_j(U)\frac{\sqrt{(\varphi_0 - U)\varphi_0} - (\varphi_0 - U)}{U} \\ &= M_j C_j(U) \end{aligned} \tag{10.34}$$

De factor M_j hangt af van de junctiespanning U en is kleiner dan 1 bij doorlaatvoorspanning en tussen 1 en 2 bij tegenvoorspanning. (Deze eigenschappen gelden voor de onderhavige abrupte junctie. Bij minder abrupte juncties wordt het mogelijke bereik van M_j kleiner: in het geval van een lineair verlopende doopstoffenverdeling ligt M_j bij tegenvoorspanning tussen 1 en $1\frac{1}{2}$.) Zo is $M_j = 0{,}73$ voor een germaniumtransistor met $\varphi_0 = 0{,}3$ V bij $U = 0{,}2$ V, terwijl $M_j = 1{,}62$ bij $U = -5$ V. In de praktijk kan men in de regel bij de berekening van schakelverschijnselen die met een junctiespanningsverandering van 0 tot U gepaard gaan, voldoende nauwkeurige uitkomsten krijgen door de ladingopslag in de ruimteladingslaag door een constante vervangingscapaciteit $M_j C_j(U)$ voor te stellen; ook bij spanningsveranderingen tussen twee van nul verschillende waarden kan men de invloed benaderen door een geschikt gekozen vervangingscapaciteit.

De bovenstaande lineaire benadering van de opslageffecten in de ruimteladingslaag kan ook worden uitgedrukt in een stelsel van benaderende ladingopslagvergelijkingen. Zo kunnen we voor uitsluitend voorwaartse injectie schrijven:

$$\begin{aligned} -i_B &\approx \frac{q_{FT}}{T_{BF}} + \frac{\mathrm{d}q_{FT}}{\mathrm{d}t} \\ -i_C &\approx \frac{q_{FT}}{T_F} \\ i_E &\approx q_{FT}\left(\frac{1}{T_{BF}} + \frac{1}{T_F}\right) + \frac{\mathrm{d}q_{FT}}{\mathrm{d}t} \end{aligned} \tag{10.35a,b,c}$$

waarin $q_{FT} = q_F + q_{UE}$ en $(-q_{FT})$ de totale lading aan meerderheidsdragers is die via de basisaansluiting wordt toegevoerd om het *basismateriaal* te laden. De parameters T_{BF} en T_F zijn beide groter dan τ_{BF} respectievelijk τ_F (al zijn de verhoudingen in beide gevallen α_{eF}); in de praktijk zouden ze gemeten worden door middel van de lading die aan de basis moet worden toegevoerd om de eindwaarden van de basis- en collectorstroom te krijgen welke bij de betreffende overgang optreden. We kunnen het gedrag in het actieve gebied analyseren in termen van (10.35), door in het voorbeeld van par. 10.5.2 eenvoudig de *totale* parameters te substitueren voor de ladingopslagparameters van het neutrale basisgebied (zonder ruimteladingen).

Voor injectie in de omkeerrichting gelden betrekkingen die analoog zijn aan die in (10.35). In beide gevallen mag de lineaire benadering alleen worden toegepast als de ladingcomponent van het ruimteladingsgebied *geen overheersende rol speelt.*

10.7. LADINGOPSLAG IN DE COLLECTOR EN VERDER WEG GELEGEN BASISDELEN

10.7.1. *Ladingopslag in het collectorgebied*

Bij de voorgaande bespreking is alleen rekening gehouden met de ladingopslag aan minderheidsdragers in het basisgebied. Om de behandeling eenvoudig te houden is de mogelijkheid van ladingopslag in de collector- en emittergebieden van het begin af aan buiten beschouwing gelaten. Dergelijke opslageffecten zijn bij een transistor met gelegeerde juncties inderdaad verwaarloosbaar ten opzichte van de opslag in de basis, en wel als gevolg van de zeer grote doopstoffenconcentraties in de collector- en emittergebieden. Bij uitvoeringen met een geleidelijke basisdoping kan opslag in de collector echter belangrijk worden, omdat de doopstoffenconcentratie daar dan veel lager is dan bij een gelegeerde junctie, waardoor de minderheidsinjectie bij doorlaatvoorspanning op de junctie overeenkomstig groter is. Doordat het emitterrendement van transistors uit de praktijk bijna 1 is, is de minderheidsinjectie in de *emitter* daarentegen volkomen verwaarloosbaar.

Fig. 10.14a geeft een beeld van het verloop van de overmaat-minderheidsconcentratie onder stationaire omstandigheden ten gevolge van de injectie in de collector- en basisgebieden bij u_{CB} positief en $u_{EB} = 0$ (in de basis dus alleen omkeerinjectie), waarbij is aangenomen dat de collector een uniforme doopstoffenconcentratie, levensduur van de dragers en doorsnede heeft en zich in het vlak van de juncties als het ware oneindig ver uitstrekt. In het onderhavige voorbeeld stellen we L_c, de diffusielengte van de minderheidsdragers (elektronen) in de collector groot ten opzichte van de basisdikte. Onder dergelijke omstandigheden is de ladingopslag in de collector groot vergeleken met die in de basis, zodat deze bij doorlaatvoorspanning op de collectorjunctie (bijvoorbeeld in het verzadigingsgebied) een belangrijke invloed uitoefent. Bij de transistorfabricage treft men meestal maatregelen om de diffusielengte L_c zo klein mogelijk te maken om de invloed van ladingopslag te reduceren; een veel toegepaste methode is om het collectormateriaal te dopen met goudatomen, die de levensduur van de minderheidsdragers en zodoende L_c sterk verlagen.

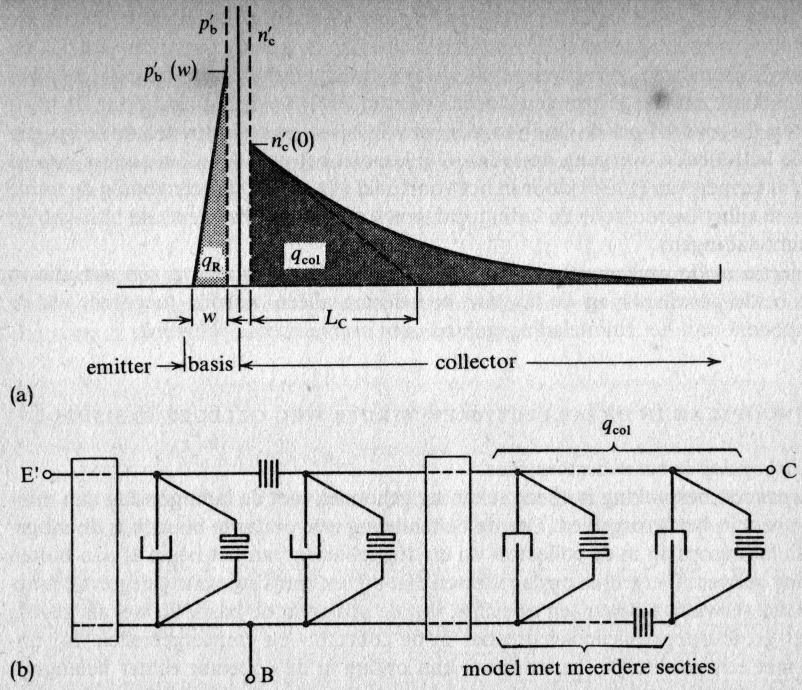


Fig. 10.14. Geconcentreerd model waarin de ladingopslag aan minderheidsdragers in collector en basis is voorgesteld (hierin is het collectorgebied semi-oneindig aangenomen).
a. Overmaat-minderheidsconcentraties in basis en collector bij $U_{CB} > 0$, $U_{EB} = 0$; b. geconcentreerd model inclusief een voorstelling van de collector-basisdiode.

Men kan een geconcentreerd model van de collector-basisdiode ontwikkelen, zoals eerder in hfdst. 6 is behandeld; een dergelijk model is in fig. 10.14b afgebeeld. De in hfdst. 6 naar voren gebrachte overwegingen zijn ook van toepassing op dit voorbeeld; zo is met name het aantal secties waarin men het collectorgebied moet verdelen afhankelijk van de snelheid van het schakelverloop. De voorstelling door één sectie is alleen toelaatbaar als de verandering van de omstandigheden zo langzaam verloopt dat de vorm van de overmaat-elektronenconcentratie in de collector nagenoeg onafhankelijk is van de tijd, en als zodanig gelijk is aan de stationaire verdeling bij de betreffende ladingopslag. In de praktijk verandert de toestand bij het schakelen echter zo snel dat de voorstelling van de collector door één sectie niet verantwoord is, tenzij de diffusielengte L_c ongeveer even groot is als of kleiner is dan de basisdikte w.

Is een model van het collectorgebied met één sectie wel toelaatbaar, dan kunnen de basis-

en emitterstromen bij alleen doorlaatvoorspanning op de collectorjunctie ($u_{EB}=0$) worden geschreven als:

$$-i_B = \frac{q_R}{\tau_{BR}} + \frac{dq_R}{dt} + \frac{q_{col.}}{\tau_{col.}} + \frac{dq_{col.}}{dt}$$

$$-i_E = \frac{q_R}{\tau_R} \qquad (10.36a,b)$$

waarin $q_{col.}$ de ladingopslag en $\tau_{col.}$ de levensduur in de collector voorstellen. Als we aannemen dat de ladingverdelingen in basis en collector slechts in verwaarloosbare mate van de stationaire verdelingen afwijken, kunnen we tussen q_R en $q_{col.}$ een strikte evenredigheid postuleren, dus:

$$q_{col.} = Kq_R \qquad (10.37)$$

Merk op dat dit inhoudt dat de betrekking tussen de ladingen en de junctiespanning u_{CB} niet noemenswaard afwijkt van die onder stationaire omstandigheden. We kunnen (10.36) nu in een vorm gieten welke overeenkomt met die van de ladingopslagvergelijkingen voor het basisgebied:

$$-i_B = \frac{q_{R'}}{\tau_{BR'}} + \frac{dq_{R'}}{dt}$$

$$-i_E = \frac{q_{R'}}{\tau_{R'}} \qquad (10.38a,b)$$

waarin:

$$q_{R'} = q_R + q_{col.} = q_R(1+K)$$

$$\tau_{R'} = \tau_R(1+K) \qquad (10.39a,b,c)$$

$$\tau_{BR'} = \tau_{BR}\left(\frac{1+K}{1+K\tau_{BR}/\tau_{col.}}\right)$$

Hoewel de parameters $\tau_{R'}$ en $\tau_{BR'}$ in de praktijk kunnen worden gemeten (als verhoudingen van ladingen en stromen), benadert (10.38) toch niet de nauwkeurigheid van de ladingopslagvergelijkingen voor het basisgebied (alleen) bij de beschrijving van het verband tussen opslagladingen en stromen onder dynamische omstandigheden. De eenvoudige evenredigheid tussen $q_{R'}$ en i_E geldt nu alleen indien het model ook een nauwkeurige beschrijving geeft van het schakelverloop van u_{CB} [want alleen dan mogen we (10.37) toepassen]. De in par. 10.4 vermelde gevolgtrekkingen aangaande de nauwkeurigheid van de ladingopslagvergelijkingen voor het basisgebied bij snelle schakelingen gelden zodoende niet voor (10.38); het is dan ook misleidend om (10.38) op te vatten als een uitdrukking van de ladingopslagbegrippen.

10.7.2. *De ladingopslag in verder weg gelegen basisdelen*

Voor sommige doeleinden is een uit vier secties bestaand model van de basis nodig om bij gelijktijdige voorwaarts- en omkeerinjectie (elk voorgesteld door twee secties) nog een goed beeld of verklaring te geven van de ladingopslag aan minderheidsdragers. De reden hiervan is gelegen in het feit dat de ladingopslag niet beperkt is tot het basisdeel tussen of dicht bij de emitter- en collectorgrenzen, maar zich ook uitstrekt tot voorbij de emitterrand gelegen gebieden. Fig. 10.2 maakt duidelijk dat een dergelijke 'verre' ladingopslag zeer zeker mogelijk is, in het bijzonder bij omkeerinjectie. Bij sommige praktische toepassingen kan de maximale schakelsnelheid door het inherent slechte 'reactievermogen' van zulke ver in de basis opgeslagen ladingen worden beperkt. Zo kan de lading tussen emitter en collector bij het uit verzadiging sturen van de transistor snel worden afgevoerd, waarna echter verderaf opgeslagen lading langzaam naar dit gebied gaat diffunderen. De gevolgen hiervan zijn in het verloop van de emitterspanning (u_{EC}) in fig. 10.15 te zien. Het verloop werd verkregen door de transistor op de wijze van fig. 10.9 aan te sluiten, maar met collector en emitter verwisseld, waardoor in de basis voornamelijk omkeerlading wordt opgeslagen. Hieraan werd een ingangsspanningsstap van tegengesteld teken (tegengesteld aan die in de figuur) aangelegd, om de ladingopslag in de basis die met een aanvankelijke (niet in de figuur getekende) doorlaatvoorspanning op de collector-basisjunctie overeenkwam, te onttrekken. Zoals uit fig. 10.15 blijkt doet zich na een aanvankelijk snelle ontlading van het basisgebied bij de juncties een zekere heroplading voor als gevolg van diffusie naar dit gebied, zodat het enige tijd duurt voordat de basis geheel is ontladen. Dit verschijnsel treedt vaak op als de transistor in de schakeling van fig. 10.9 snel tussen de verschillende doorlaat- en tegenstroomtoestanden wordt omgeschakeld, al heeft de door het model met twee secties voorspelde 'rimpelvormige' afwijking van de stapresponsie doorgaans een zeer kleine amplitude.

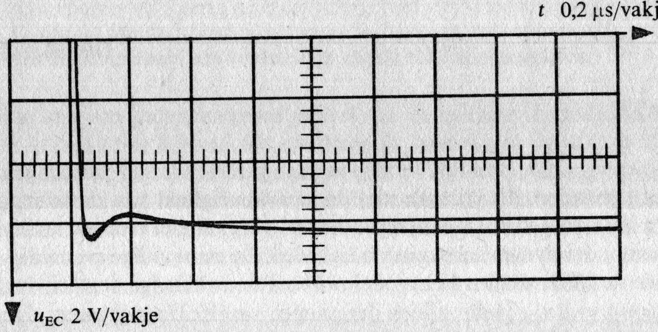


Fig. 10.15. Verloop van u_{EC} (of de emitterstroom) in het circuit van fig. 10.9 als er ladingopslag aan de basis van een gelegeerde transistor wordt onttrokken (bij alleen omkeerinjectie). De afwijking van de stapvormige responsie, na de aanvankelijke daling van u_{EC}, is een gevolg van ladingopslag in verder weg gelegen delen van de basis.

Het bovenstaande verschijnsel van 'verre' ladingopslag in de basis kan worden voorgesteld door het in fig. 10.16 getekende model. Hierin zijn q_F en q_R beide in twee secties verdeeld; de storanties S_{F2} en S_{R2} komen overeen met de verre ladingopslag die van en naar de junctiebronnen kan vloeien met een snelheid welke wordt beperkt door de diffusanties H_{D1} respectievelijk H_{D2}. De combinanties die met S_{F2} en S_{R2} gepaard gaan zijn van weinig belang, doordat de voornaamste verschijnselen worden veroorzaakt door laadstromen ten gevolge van veranderingen in de verre ladingen.

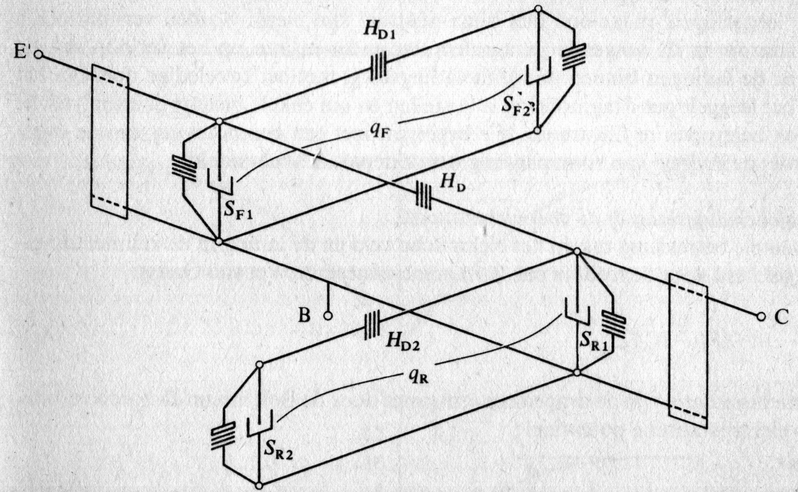


Fig. 10.16. Geconcentreerd transistormodel met vier secties voor de ladingopslag in de basis (twee voor voorwaartse, twee voor omkeerinjectie). S_{F2} en S_{R2} stellen de ladingopslag in de verder weg gelegen basisdelen voor.

AANHANGSEL

A.1. EEN NADERE BESCHOUWING VAN DE RUIMTELADINGSLAAG

A.1.1. *Inleiding*

De in par. 2.4.2. ingevoerde benadering van de leeggelopen-laag geeft een betrekkelijk onnauwkeurig beeld van de eigenschappen van de ruimteladingslaag, omdat de gebieden die niet geheel 'leeggelopen' maar ook niet bijna-neutraal zijn hierin worden verwaarloosd. We willen daarom in de volgende paragrafen wat nader ingaan op het verloop van de potentiaal en de ladingen binnen de ruimteladingslaag, met het tweeledige doel om het bereik van het leeggelopen-laagmodel vast te stellen en om enkele belangrijke analytische methoden en begrippen te illustreren. We beginnen met een beschouwing van de evenwichtssituatie; de invloed van voorspanning wordt in par. A.3 behandeld.

A.1.2. *De ruimteladingslaag in de evenwichtssituatie*

De fundamentele betrekking tussen het elektrische veld en de lading in de ruimteladingslaag wordt geleverd door de reeds in par. 2.4.1 geïntroduceerde Wet van Gauss:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\varepsilon}\left[(p-n)+(N_D-N_A)\right] \tag{A.1}$$

In de evenwichtssituatie zijn de dragersconcentraties door de Boltzmann-factoren verbonden met de elektrostatische potentiaal:

$$p = n_i e^{-e\psi/kT} \qquad n = n_i e^{+e\psi/kT} \tag{A.2a,b}$$

waarin we het nulpunt van de spanning zo hebben gekozen dat $\psi = 0$ in intrinsiek materiaal ($n = p = n_i$). Vullen we deze uitdrukkingen voor p en n in de Wet van Gauss in, en schrijven we de elektrische veldsterkte als de afgeleide van de elektrostatische potentiaal φ (dus $E = -d\psi/dx$), dan volgt hieruit:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{2en_i}{\varepsilon}\left(\sinh\frac{e\psi}{kT} + \frac{N_a - N_d}{2n_i}\right) \tag{A.3}$$

Aangezien $(N_A - N_D)$ voor elke pn-junctie een bekende functie van de plaats is, bepaalt deze differentiaalvergelijking in combinatie met de eis dat de ruimtelading een dipoollaag moet vormen, de elektrostatische potentiaal $\psi(x)$. Dit betekent dat $n(x)$, $p(x)$ en de ruimtelading $\rho(x)$ eveneens bepaald zijn.

Er is geen eenvoudige methode bekend om deze differentiaalvergelijking exact op te lossen, maar wel kent men verschillende technieken die een benaderende oplossing leveren. Eén van deze globale oplossingen wordt geleverd door het leeggelopen-laagmodel.

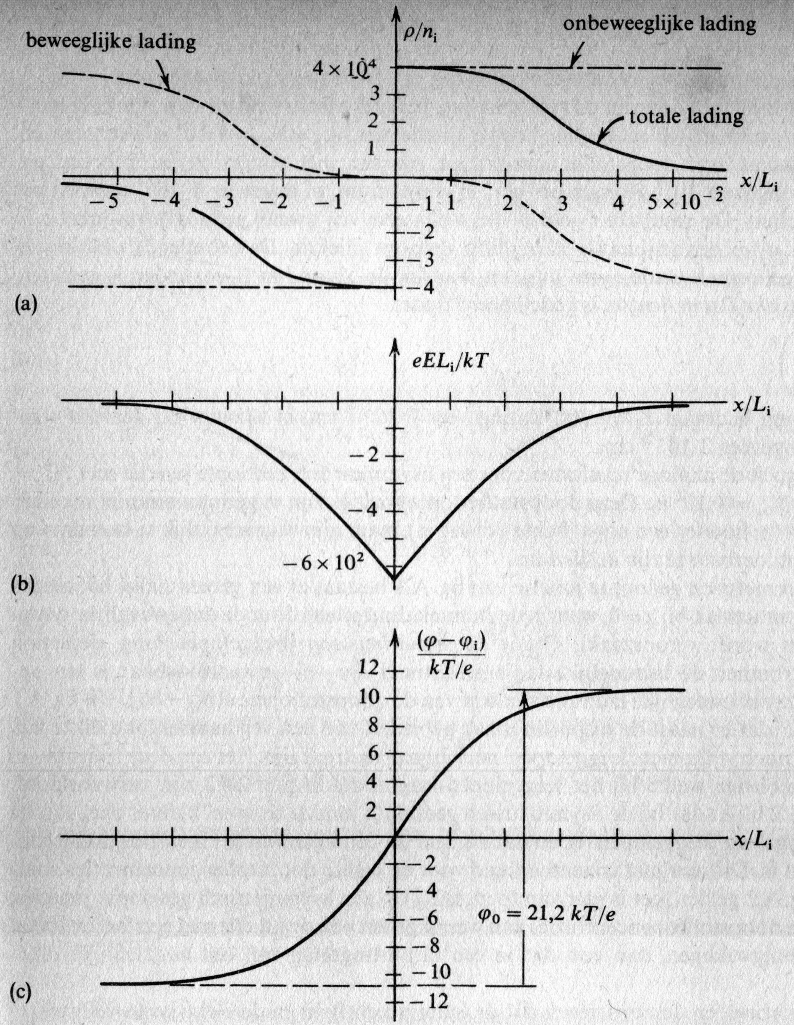


Fig. A.1. Het elektrische gedrag binnen de ruimteladingslaag van een abrupte symmetrische junctie: a. ruimteladingsconcentratie; b. elektrische veldsterkte; c. elektrostatische potentiaal.

De numerieke oplossing is eenvoudig als men de betreffende waarden van de netto-doopstoffenconcentratie ($N_A - N_D$) kent. We zullen de voornaamste kenmerken hiervan illustreren aan de hand van de numerieke oplossing van twee specifieke problemen.

In fig. A.1 is het verloop van de ruimtelading, het elektrische veld en de potentiaal loodrecht op een symmetrisch gedoopte abrupte junctie met $N_{Ap} = N_{Dn} = 4 \cdot 10^4\ n_i$ weergegeven. Bij 300°K komt deze doopstoffenconcentratie overeen met donor- en acceptorconcentraties van ongeveer 10^{18} atomen per cm^3 in germanium, of ongeveer $6 \cdot 10^{14}$ atomen per cm^3 in silicium. De resultaten gelden dus voor een vrij zwaar gedoopte pn-junctie in germanium, ofwel een pn-junctie in vrij licht gedoopt silicium. De betreffende uitkomsten zijn in een genormaliseerde vorm uitgezet, waarbij de afstand in L_i-eenheden is gemeten. L_i, de *intrinsieke Debije-lengte*, is gedefinieerd door:

$$L_i = \left(\frac{\varepsilon k T}{2 e^2 n_i}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{A.4}$$

In germanium bedraagt L_i bij 300°K ongeveer $7 \cdot 10^{-5}$ cm, in silicium bij dezelfde temperatuur ongeveer $2 \cdot 10^{-3}$ cm.

Fig. A.2 geeft de analoge resultaten voor een asymmetrisch gedoopte junctie met $N_{Ap} = 4 \cdot 10^1\ n_i$ en $N_{Dn} = 4 \cdot 10^2\ n_i$. Deze doopstoffenconcentraties zijn in germanium niet moeilijk te realiseren (ze houden een nogal lichte doping in), maar zijn waarschijnlijk te laag om nog praktisch uitvoerbaar te zijn in silicium.

Bij de symmetrisch gedoopte junctie van fig. A.1 bestaat er een gebied nabij het metallurgische contactvlak bij $x = 0$, waarin de ruimtelading alleen door de onbeweeglijke doopstoffenionen wordt veroorzaakt. Dit is de *uitputtingslaag* (leeggelopen laag, depletion layer), waarbinnen de beweeglijke ladingsdichtheid $e(p-n)$ verwaarloosbaar is ten opzichte van de onbeweeglijke ladingsdichtheid van de doopstofionen, $e(N_D - N_A)$. Uit fig. A.1 blijkt verder dat er naast de uitputtingslaag gebieden van een vrij aanzienlijke dikte zijn gelegen die noch volkomen 'leeggelopen' noch bijna-neutraal zijn. Het zijn deze transitie- of overgangsgebieden welke bij het leeggelopen-laagmodel in par. 2.4.2 zijn verwaarloosd.

Uit fig. A.2 blijkt dat bij de asymmetrisch gedoopte junctie een veel kleiner deel van de ruimteladingslaag 'leeggelopen' is, en dat dit deel tot één zijde van het metallurgische contact beperkt is. Dit resultaat is kenmerkend voor de lagere doopstoffenconcentraties zoals die voor fig. A.2 gelden, het is *niet* van toepassing op alle asymmetrisch gedoopte juncties. Zou men de doopstoffenconcentraties aan weerskanten van de junctie met een factor 100 of 1000 vermenigvuldigen, dan zou dat in een uitputtingslaag van een aanzienlijke dikte resulteren.

Beide voorbeelden demonstreren dat de ladingsdichtheid en de elektrische veldsterkte verwaarloosbaar klein worden op punten die ver van de junctie af zijn gelegen. Dit is een gevolg van het feit dat het ruimteladingsgebied een *dipoollaag* is, in die zin dat de totale positieve lading rechts van de junctie precies gelijk is aan de totale negatieve lading links ervan. Omdat de ruimtelading op voldoende grote afstand van de junctie nul is, noemt men deze verder weg gelegen delen de *neutrale gebieden*. De beweeglijke ladingsdichtheid

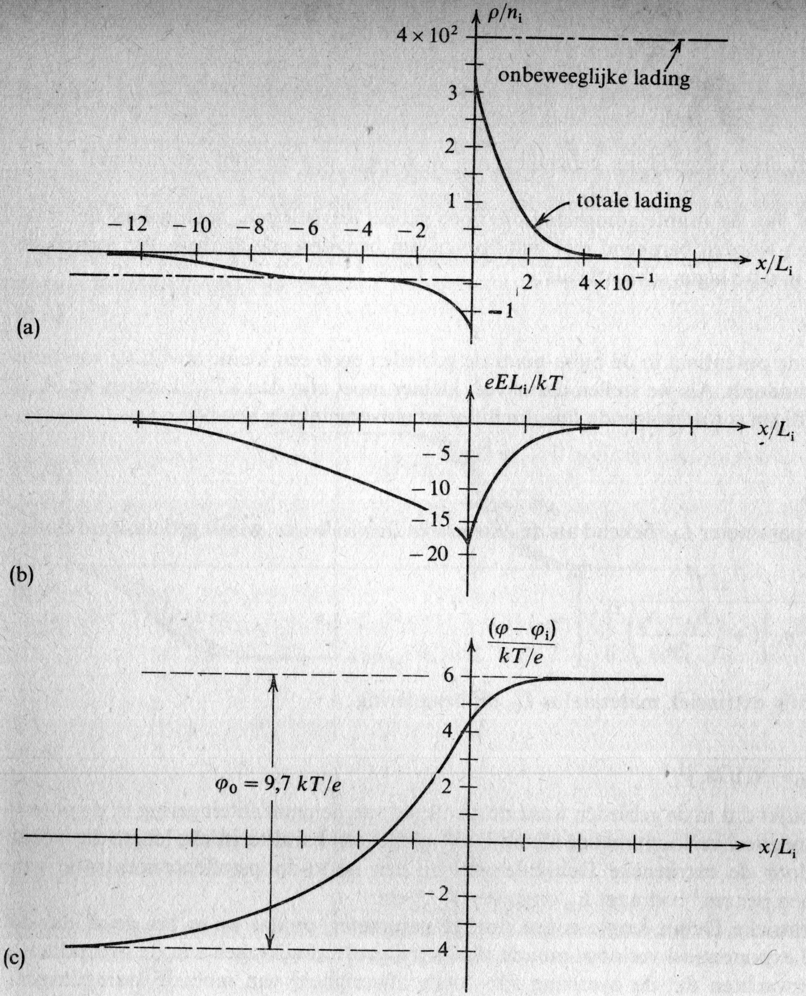


Fig. A.2. Het elektrische gedrag binnen de ruimteladingslaag van een abrupte junctie met een 10 : 1 doopstoffenverhouding aan weerszijden: a. ruimteladingsconcentratie; b. elektrische veldsterkte; c. elektrostatische potentiaal.

is hierin bij benadering gelijk aan de dichtheid van de onbeweeglijke ladingen, zodat (A.3) hier vereenvoudigd kan worden tot:

$$\sinh \frac{e\psi}{kT} = \frac{N_A - N_D}{2n_i} \tag{A.5}$$

We kunnen deze vergelijking gebruiken om de hoogte van de contactpotentiaal ψ_0 te berekenen.

De delen van de ruimteladingslaag die noch geheel leeggelopen, noch geheel neutraal zijn, kunnen worden berekend met behulp van een benaderende analyse. We mogen de potentiaal in deze lagen schrijven als:

$$\psi = \psi_N + \phi \tag{A.6}$$

waarin ψ_N de potentiaal in de bijna-neutrale gebieden en ϕ een kleine afwijking van deze waarden aanduidt. Als we stellen dat ϕ veel kleiner moet zijn dan kT/e, kunnen we (A.3) vereenvoudigen tot de volgende *lineaire* differentiaalvergelijking voor ϕ:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{\phi}{L_D^2} \tag{A.7}$$

waarin de parameter L_D, bekend als de *extrinsieke Debije-lengte*, wordt gedefinieerd door:

$$L_D \equiv \left[\frac{\varepsilon kT}{2e^2 n_i \left\{ 1 + \left(\frac{N_d - N_a}{2n_i} \right)^2 \right\}^{\frac{1}{2}}} \right]^{\frac{1}{2}} \tag{A.8}$$

In behoorlijk extrinsiek materiaal is L_D bij benadering:

$$L_D = \frac{L_i}{[(N_D - N_A)/2n_i]^{\frac{1}{2}}} \tag{A.9}$$

Uit (A.7) blijkt dat in de gebieden waar de afwijking van de neutraliteit gering is, de potentiaal exponentieel verloopt met de afstand, en wel met een karakteristieke lengte die wordt gegeven door de extrinsieke Debije-lengte. Bij een netto-doopstoffenconcentratie van 10^{16} atomen per cm^3 bedraagt L_D ongeveer 10^{-6} cm.

De extrinsieke Debije-lengte is een nuttige parameter, omdat we in het geval dat de potentiaal exponentieel verloopt met de plaats (bij grote afwijkingen van de neutraliteit), mogen verwachten dat de overgang van totale afwezigheid van mobiele ladingdragers naar bijna-neutraliteit ongeveer 5 à 6 extrinsieke Debije-lengten beslaat. Met andere woorden, we verwachten dat de transitie- of overgangslagen een dikte hebben van 5 à 6 Debije-lengten. Deze semi-empirische gevolgtrekking lijkt inderdaad bij benadering te gelden voor juncties met een willekeurige doping, hoewel er geen exact bewijs voor bekend is. Zo is het bijvoorbeeld gemakkelijk aan te tonen dat in fig. A.1 en A.2 een dikte hebben van de orde van 6 extrinsieke Debije-lengten.

A.1.3. *Veranderingen ten gevolge van voorspanning*

Er bestaat geen eenvoudige methode om de precieze verdelingen van de potentiaal en de ladingen in de ruimteladingslaag te berekenen voor het geval dat een voorspanning is aangelegd. We kunnen echter een schatting maken van de fouten die door het leeggelopen-laagmodel worden ingevoerd, door op te merken dat als de hoogte van de potentiaalberg verandert, de *vorm* van de overgangsgebieden (in fig. A.3) geen wijziging van betekenis ondergaat. Dit betekent dat ongeveer dezelfde potentiaalverandering nodig is voor het verloop van de ladingsdichtheid van totale afwezigheid van beweeglijke ladingdragers tot totale neutraliteit, zodat de overgangsgebieden zich nog steeds over 5 à 6 extrinsieke Debije-lengten uitstrekken.

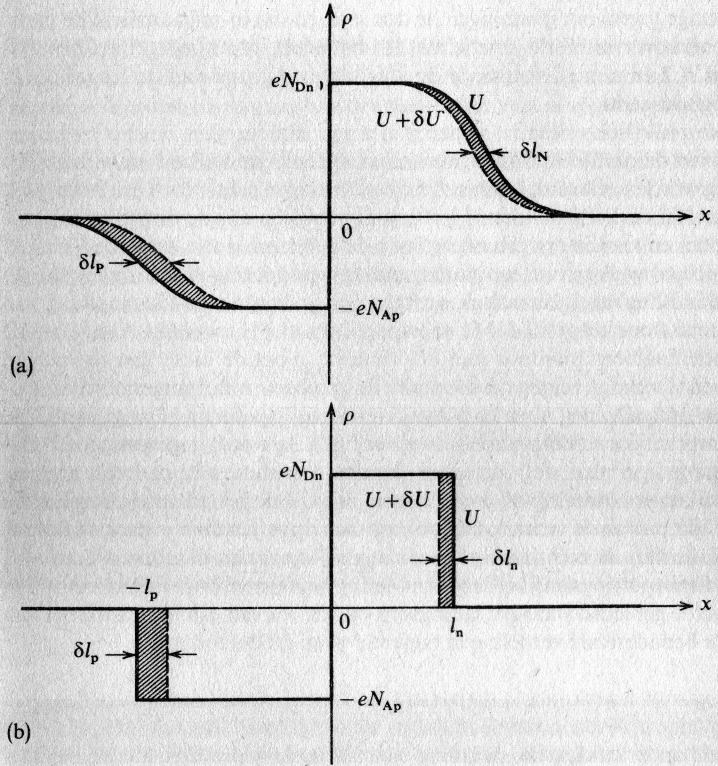


Fig. A.3. De invloed van een kleine verandering in de voorspanning op de verdeling van de ruimtelading: a. feitelijke ladingverdeling; b. ladingverdeling volgens de leeggelopen-laagbenadering.

We mogen het hele ruimteladingsgebied zodoende opvatten als een uitputtingslaag, die met een redelijke nauwkeurigheid wordt beschreven door de leeggelopen-laagbenadering van par. 2.4.2, opgesloten tussen twee overgangsgebieden die een vaste vorm hebben. Hieruit volgt dat het leeggelopen-laagmodel betrekkelijk goede resultaten levert bij grote tegenvoorspanningen, als de uitputtingslaag veel dikker is dan de overgangslagen. Minder nauwkeurig zijn de uitkomsten bij kleine tegenvoorspanningen en doorlaatvoorspanning, waarbij de overgangslagen het merendeel van de ruimteladingslaag kunnen vormen. Zeer zwaar gedoopte juncties met zeer kleine L_D-waarden kunnen echter zelfs bij kleine doorlaatvoorspanningen nog berekend worden met het leeggelopen-laagmodel.

In dit stadium doet zich de vraag voor of de fouten die door dit model worden ingevoerd, het gebruik ervan bij de berekening van ruimteladingslagen in echte juncties nog wel verantwoord maken. Het zal duidelijk zijn dat het model ruimteladingslagen voorspelt die, behalve bij zeer matige tegenvoorspanningen, te dun zijn, en dat in vrij aanzienlijke mate. Verder is het potentiaalverval bij de junctie niet tot het echte uitputtingsgebied beperkt, zoals in fig. A.1 en A.2 te zien is, waardoor de afwijking op grond van de leeggelopen-laagbenadering nog toeneemt.

Voor belangrijke praktische situaties, waarbij het ons minder gaat om het volledige elektrische gedrag van de ruimteladingslaag dan om *veranderingen* welke door wijzigingen in de voorspanning worden geleverd, kunnen deze berekeningen echter toch een belangrijk hulpmiddel vormen. In de hoofdstukken 5 en 8 is al gebleken dat de ontwikkeling van modellen voor diodes en transistors gebaseerd is op de berekening van de verandering in het ruimteladingsgebied welke door een voorspanningsverandering wordt opgewekt. In fig. A.3 is het resultaat hiervan schematisch weergegeven voor een ruimteladingslaag van een abrupte pn-junctie, voor het geval dat de voorspanning met δU toeneemt. Aangezien de hoogte van de potentiaalberg hierdoor met δU afneemt, moet de dikte van het gebied enigszins teruglopen. Doordat echter de *vorm* van de gebieden waarbinnen de ruimteladingsveranderingen optreden niet noemenswaard van de voorspanning afhangt, wordt de verandering in de werkelijke verdeling zoals die door fig. A.3a wordt gegeven, goed benaderd door een eenvoudige, naar de junctie toe gerichte translatie van de beide curven, waarbij de totale diktevermindering bij $x=0$ 'verdwijnt'. Uit de benaderende berekening volgens fig. A.3b blijkt dat we de verandering ook kunnen opvatten als een naar de junctie toe gerichte translatie van de rechthoekige verdelingen. Aangezien de door $+l_n$ en $-l_p$ bepaalde vlakken die uitputtingslaag bij deze benadering begrenzen, ongeveer samenvallen met de middens van de gebieden waar het ladingverloop snel vervalt, zijn de translaties van de werkelijke en de benaderende verdelingen ongeveer even groot, zodat

$$\delta l_N \approx \delta l_n$$

$$\delta l_P \approx \delta l_p$$

terwijl de gearceerde oppervlakken die de lading-*veranderingen* voorstellen alle bij benadering gelijk zijn. Zolang deze benaderingen verantwoord zijn, levert het leeggelopen-laagmodel uitkomsten welke vrij goed met de werkelijke situatie overeenkomen.

Onze belangstelling voor het elektrische gedrag binnen de ruimteladingslaag richt zich voornamelijk op de *veranderingen van de dikte en de ladingen*, zoals die in fig. A.3 in beeld zijn gebracht. Voor deze doeleinden geeft de benaderende berekening redelijk nauwkeurige resultaten, in het bijzonder bij tegenvoorspanningen van meer dan enkele volt. Het zou echter verkeerd zijn om nauwkeurige resultaten te verwachten als we de *totale dikte* van de ruimteladingslaag zouden willen berekenen op basis van de veronderstelling dat het gebied in het geheel geen mobiele ladingdragers meer bevat.

A.2. HET ELEKTRISCHE VELD IN DE NEUTRALE GEBIEDEN VAN EEN PN-JUNCTIE

A.2.1. *Het elektrische veld*

Zoals in fig. 3.2 en 3.4 is getekend treden in de junctiediode stromen van meerderheidsdragers op, welke overal de totale stroom vormen, uitgezonderd in het gebied nabij de junctie. We zullen nu nagaan hoe het elektrische veld is opgebouwd dat met deze stromen meerderheidsdragers gepaard gaat, waardoor we bovendien kunnen controleren of onze veronderstelling dat de driftstroom van *minderheids*-dragers verwaarloosbaar is ten opzichte van de diffusiestroom ervan, wel gerechtvaardigd was. Verder kunnen we hierbij nagaan hoe nauwkeurig onze veronderstelling was dat de gebieden buiten de ruimteladingslaag neutraal zijn. Deze controle is mogelijk doordat de mate waarin het elektrische veld verandert via de Wet van Gauss met de netto-ruimtelading is verbonden.

De volgende bespreking is gesteld in termen van de meerderheidsdragers (elektronen) binnen het n-gebied van de diode, maar voor de p-kant gelden volkomen overeenkomstige overwegingen.

De verdeling van de overmaat meerderheidsdragers is gelijk aan die van de overmaat minderheidsdragers, omdat we veronderstellen dat de gebieden buiten de ruimteladingslaag nagenoeg neutraal zijn. Dit betekent dat de diffusiestroom van de meerderheidsdragers ook hetzelfde verloop vertoont als die van de minderheidsdragers, behalve dat de stromen tegengesteld gericht zijn (omdat de meerderheidsdragers in het n-gebied een negatieve lading hebben, en de minderheidsdragers een positieve); de verhouding van de absolute waarden ervan is gelijk aan de verhouding van de diffusiestroomcoëfficiënten. Volgens (3.15) is de diffusiestroomdichtheid van de elektronenstroom in het n-gebied:

$$(J_n)_{\text{diffusie}} = -p_{no}e\frac{D_n}{L_p}(e^{eU/kT}-1)e^{-x/L_p} \tag{A.10}$$

Aangezien we *totale* elektronenstroom kennen uit continuïteitsoverwegingen aangaande de totale (gaten plus elektronen)stroom, moet de elektronendriftstroom zodanig zijn dat bij optelling ervan bij de elektronendiffusiestroom de vereiste totale meerderheidsstroom wordt verkregen. Deze splitsing van de meerderheidsstroom in drift- en diffusiecomponenten is in fig. 3.11 in beeld gebracht. Uit deze krommen blijkt dat de meerderheidsstroom nabij de

junctie uit zowel drift- als diffusiecomponenten bestaat, terwijl verder van de junctie af de meerderheidsstroom alleen door drift wordt veroorzaakt.

Nu we de elektronendriftstroom hebben gespecificeerd, kunnen we het verloop van het elektrische veld gaan bepalen. We geven de *totale* stroomdichtheid (die uiteraard op elk vlak door de diode gelijk moet zijn) aan met J_o, hetgeen voor de *totale* (drift- plus diffusie-) elektronenstroomdichtheid levert:

$$J_n = J_o - J_p = J_o - ep_{no}\frac{D_p}{L_p}(e^{eU/kT}-1)e^{-x/L_p} \qquad \text{(A.11)}$$

De driftcomponent van de elektronenstroom is [met behulp van (A.10)]:

$$(J_n)_{\text{drift}} = J_n - (J_n)_{\text{diffusie}} = J_o + ep_{no}\left(\frac{D_n}{D_p}-1\right)\frac{D_p}{L_p}(e^{eU/kT}-1)e^{-x/L_p} \qquad \text{(A.12)}$$

Het elektrische veld, dat dezelfde verdeling heeft als $(J_n)_{\text{drift}}$ (zie fig. 3.11), wordt zodoende:

$$E = \frac{(J_n)_{\text{drift}}}{en_n\mu_n} = \frac{J_o}{en_n\mu_n} + \left(\frac{p_{no}}{n_n}\right)\left(\frac{D_n-D_p}{D_n}\right)\left(\frac{kT/e}{L_p}\right)(e^{eU/kT}-1)e^{-x/L_p} \qquad \text{(A.13)}$$

We kunnen nu de invloed van het elektrische veld op de minderheidsdragers nagaan, een aspect dat tot dusver steeds is verwaarloosd. Ver van de junctie gaat de elektrische veldsterkte naar de waarde $J_o/(en_n\mu_n)$, terwijl de diffusiestroom van de minderheidsdragers exponentieel met de afstand tot de junctie afneemt. Het ligt voor de hand dat het dus niet juist kan zijn om in deze verder weg gelegen delen de driftstroom van de minderheidsdragers ten opzichte van de diffusiestroom te verwaarlozen. In deze verre gebieden is de minderheidsconcentratie echter tot de evenwichtswaarde teruggelopen, zodat we *althans in deze delen* niet bezorgd behoeven te zijn over het feit dat slecht wordt voldaan aan onze veronderstelling van een veldvrije diffusie. Nabij de junctie hangt de invloed van het veld af van de (absolute) verhouding van de gaten- en elektronenstromen die het ruimteladingsgebied oversteken. Als we de verhouding tussen de gatenstroom bij de ruimteladingslaag en de totale stroom voorstellen door γ, geldt voor de verhouding tussen de drift- en diffusiestromen van de minderheidsdragers aan de grens van de ruimteladingslaag:

$$\frac{(J_p)_{\text{drift}}}{(J_p)_{\text{diffusie}}} = \frac{p_n}{n_n}\left[\frac{1-\gamma}{\gamma} + \left(\frac{D_n}{D_p}-1\right)\right]\frac{D_p}{D_n} \qquad \text{(A.14)}$$

Voor silicium en germanium is de verhouding D_p/D_n van de orde van 1/3 à 1/2. Dit houdt in dat als de injectieverhouding γ tot 1 nadert (de stroom bij de junctie wordt merendeels door gaten verzorgd), uit (A.14) blijkt dat $(J_p)_{\text{drift}}$ ten opzichte van $(J_p)_{\text{diffusie}}$ verwaarloosbaar is, zolang de minderheidsconcentratie p_n klein is vergeleken met de meerderheidsconcentratie n_n, dat wil zeggen als de injectie beperkt is. Is γ daarentegen klein (men heeft de waarde van γ in de hand door middel van de relatieve doopstoffenconcentraties van de p- en n-gebieden), dan kan de driftcomponent van de minderheidsstroom al bij betrekkelijk lage injectieniveaus vergelijkbaar worden met de diffusiecomponent. Ook in deze situatie

echter blijft onze analyse van de totale diodestroom gelden, zelfs al wordt niet aan de voorwaarde van veldvrije diffusie voldaan, omdat een lage γ-waarde impliceert dat de gatenstroom toch te verwaarlozen is.

We zien zodoende dat onze eerder in par. 3.3 afgeleide analyse van de veldvrije diffusievergelijking bij een nader onderzoek van de pn-junctiediode volkomen wordt bevestigd. Dat wil zeggen, in een *homogene extrinsieke* halfgeleider is het effect van een elektrisch veld op de minderheidsstroom verwaarloosbaar als deze stroom een vrij aanzienlijk deel van de totale stroom vormt, *mits* het injectieniveau laag blijft.

A.2.2. *De ruimtelading*

Tot slot willen we de juistheid controleren van onze veronderstelling dat de gebieden buiten de ruimteladingslaag elektrisch neutraal zijn. Dit is niet moeilijk omdat we nu de verdeling van het elektrische veld kennen (A.13) en zodoende de Wet van Gauss kunnen gebruiken om de netto-ruimteladingsconcentratie te bepalen. Voor $x=0$ levert deze berekening (als we de positieafhankelijkheid van n_n verwaarlozen):

$$\rho = e(p'_n - n'_n) = \varepsilon \frac{dE}{dx} = -\frac{\varepsilon kT}{eL_p^2}\left(1 - \frac{D_p}{D_n}\right)\left(\frac{p'_n}{n_n}\right) \qquad \text{(A.15)}$$

In deze vorm is het resultaat lastig te interpreteren, maar het kan vereenvoudigd worden door te bedenken dat $\varepsilon kT/e^2 n_n$ bij benadering gelijk is aan het kwadraat van de extrinsieke Debije-lengte L_D in het n-materiaal [zie (A.8)]. De netto-afwijking van de neutraliteit is zodoende:

$$(p'_n - n'_n) = -p'_n\left(\frac{L_D}{L_p}\right)^2\left(1 - \frac{D_p}{D_n}\right) \qquad \text{(A.16)}$$

In zowel silicium als germanium is de extrinsieke Debije-lengte L_D voor typische doopstoffenconcentraties van 10^{16} atomen per cm^3 van de orde van 10^{-6} cm. De diffusielengte is van de orde van 10^{-2} cm. Het *verschil* tussen de overmaat-gaten- en elektronenconcentraties is zodoende zeker te verwaarlozen ten opzichte van p'_n (en daarmee ten opzichte van n'_n). Hiermee is aangetoond dat het uitgangspunt van elektrische neutraliteit buiten de ruimteladingslaag verantwoord is zolang de diffusielengte veel groter is dan de Debije-lengte.

De beide in deze paragraaf uitgevoerde berekeningen leveren goede voorbeelden van de consequente benaderende analyse van ingewikkelde fysische situaties. Hierbij zijn we begonnen met *aan te nemen* dat de gebieden buiten de ruimteladingslaag elektrisch neutraal waren en dat de invloed van het elektrische veld in deze gebieden op de minderheidsdragers verwaarloosbaar was. Ofschoon we voor deze uitgangspunten geen exacte a priori bewijzen konden aanvoeren en moesten volstaan met ze plausibel te maken, was het absoluut noodzakelijk om deze vereenvoudigingen in te voeren, teneinde het vraagstuk tot hanteerbare proporties te reduceren. We hebben de analyse nu voltooid door aan te tonen dat beide veronderstellingen verenigbaar zijn met de voorspellingen welke ze uiteindelijk mogelijk maken, mede in die zin dat een volgende verfijning van de gebruikte methode geen verandering van betekenis in de minderheidsverdeling of -stroom met zich mee zou brengen.

A	junctie-oppervlak, oppervlak van een junctiedoorsnede
A	versterking
C_j	differentiële capaciteit van een ruimteladingslaag (van een junctie)
C_{jc}	differentiële capaciteit van de collector-ruimteladingslaag
C_{je}	differentiële capaciteit van de emitter-ruimteladingslaag
C_U	niet-lineaire ladingopslag in een ruimteladingslaag
D	diffusiestroomcoëfficiënt van de ladingdragers (zie opm. 1)
E	elektrische veldsterkte
e	elektronlading, elementaire lading ($1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C)
e	grondtal van de natuurlijke logaritmen
f	frequentie
g	geleidbaarheid, conductantie, differentiële geleidbaarheid
H_C, H_c	combinantie, de combinantieparameter zoals die in 'geconcentreerde' (lumped) modellen wordt gebruikt
H_D	diffusantie, de diffusantieparameter zoals die in 'geconcentreerde' (lumped) modellen wordt gebruikt
I, i	stroomsterkte, elektrische stroom (zie opm. 2)
I_{CBO}	de verzadigingsstroom van de collectorjunctie met niet-aangesloten emitter
I_{CS}	kortsluitverzadigingsstroom van de collectorjunctie, dat wil zeggen de verzadigingsstroom wanneer de emitter kortgesloten is met de basis
I_{ES}	kortsluitverzadigingsstroom van de emitterjunctie, dat wil zeggen de verzadigingsstroom wanneer de collector kortgesloten is met de basis
I_f	stroom in de doorlaatrichting van een junctiediode
I_r	stroom in de tegenrichting van een junctiediode
I_s	verzadigingsstroom van een geidealiseerde junctiediode
J	(elektrische) stroomdichtheid. De indices p en n duiden gaten- respectievelijk elektronenstroomdichtheid aan
k	constante van Boltzmann ($1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J$\cdot$°K^{-1})
L	inductantie
L	diffusielengte van de ladingdragers (zie opm. 1)
$\mathscr{L}$	karakteristieke lengte van de exponentiële doopstoffenverdeling in een transistor met geleidelijke basisdoping (drifttransistor)
L_D	extrinsieke Debije-lengte
L_i	intrinsieke Debije-lengte
l	dikte, totale dikte van de uitputtingslaag bij een junctie
l_n	dikte van het deel van de uitputtingslaag dat in het n-materiaal ligt
l_p	dikte van het deel van de uitputtingslaag dat in het p-materiaal ligt
M	vermenigvuldigingsfactor van de lawinestroom

M_j	voor berekeningen met grote signalen gebruikte vermenigvuldigingsfactor van de junctiecapaciteit
N	netto-doopstoffenconcentratie, dat wil zeggen donorconcentratie minus acceptorconcentratie
N_{Ap}	acceptorconcentratie aan de p-kant van een abrupte junctie
N_{Dn}	donorconcentratie aan de n-kant van een abrupte junctie
N_A	acceptorconcentratie
N_D	donorconcentratie
n	elektronenconcentratie (zie opm. 3)
n'	overmaat-elektronenconcentratie (zie opm. 3)
n_i, $n_i(T)$	intrinsieke dragersconcentratie
P_n	complexe amplitude van de overmaat-gatenconcentratie
p	gatenconcentratie
p'	overmaat-gatenconcentratie (zie opm. 3)
q_B, q_b	totale ladingopslag aan overmaat-minderheidsdragers in de basis
q_{BO}	ladingopslag in de basis op de grens van het verzadigingsgebied
q_F	voorwaartscomponent van q_B
q_R	omkeercomponent van q_B
q_S	extra verzadigingslading in de basis
q_{UC}	lading in de collector-ruimteladingslaag, gemeten ten opzichte van de lading bij $U_{CB}=0$
q_{UE}	lading in de emitter-ruimteladingslaag, gemeten ten opzichte van de lading bij $U_{EB}=0$
q_n	totale overmaat-ladingopslag aan elektronen
q_p	totale overmaat-ladingopslag aan gaten
r	weerstand
S	storantie, storantieparameter zoals die in 'geconcentreerde' (lumped) modellen wordt gebruikt
s	complexe frequentievariabele
T	temperatuur in °K, absolute temperatuur
t_s	opslagvertragingstijd van een junctiediode
U, u	spanning, potentiaal, spanningsverschil tussen twee punten (zie opm. 2)
U_a	lawinedoorbraakspanning
w	dikte, dikte van het neutrale basisgebied van een transistor of van een diode met één dunne 'zijde'
x	longitudinale plaatscoördinaat (dat wil zeggen gemeten loodrecht op de juncties) in het eendimensionale model
y	transversale coördinaat (dat wil zeggen evenwijdig aan de juncties gemeten) in het actieve basisgebied van een transistor

IJ_f, IJ_i, IJ_o, IJ_r	y-parameters. Een tweede index duidt de transistorconfiguratie aan: b voor gemeenschappelijke-basis-, c voor gemeenschappelijke-collector- en e voor gemeenschappelijke-emitterconfiguratie
α_b	stroomversterking, differentiële stroomversterkingsfactor bij gemeenschappelijke-basisschakeling
α_{bF}	stroomversterking voor grote signalen in de voorwaartsrichting (gemeenschappelijke-basisconfiguratie)
α_{bR}	idem in de omkeerrichting
α_e	stroomversterking, differentiële stroomversterkingsfactor bij gemeenschappelijke-emitterconfiguratie
α_{eF}	stroomversterking voor grote signalen in de voorwaartsrichting (gemeenschappelijke-emitterconfiguratie)
α_{eR}	idem in de omkeerrichting
γ	gateninjectierendement van een pn-junctie
Δ	(vóór een variabele) geeft een geringe verandering aan
δ	recombinatie in een transistorbasis, verlies aan emitterrendement
δ_b	verlies aan recombinatie in een transistorbasis
ε	absolute permittiviteit
η	modulatiefactor
Λ	complexe diffusielengte (zie opm. 1)
ρ	ladingsdichtheid (van de ruimtelading)
τ	levensduur van overmaat-ladingdragers (zie opm. 1)
τ_{BF}	effectieve levensduur in het basisgebied bij injectie in de voorwaartsrichting
τ_{BR}	effectieve levensduur in het basisgebied bij injectie in de omkeerrichting
τ_R	parameter die de ladingopslag bij injectie in de omkeerrichting bepaalt
τ_F	parameter die de ladingopslag bij injectie in de voorwaartsrichting bepaalt ($= -q_{BF}/I_{CF}$)
φ	elektrostatische potentiaal
φ_0	contactpotentiaal, 'ingebouwde' potentiaal, elektrostatische potentiaal van een junctie in de evenwichtssituatie
ω	hoekfrequentie
ω_T	frequentie waarvoor $\lvert\alpha_e\rvert = 1 (= g_m/C_\pi + C_\mu)$
ω_τ	hoekfrequentie waarvoor de differentiële component van de basisstroom die nodig is voor het laden van de overmaat ladingopslag in de basis, gelijk is aan de differentiële collectorstroom

OPMERKINGEN

1. Bij diffusiestroomcoëfficiënten, beweeglijkheden, levensduren en diffusielengten worden de indices n en p in verband met *diodes* gebruikt om aan te geven dat de betreffende parameters de dynamische eigenschappen beschrijven van de minderheidselektronen respectievelijk -gaten. In verband met *transistors* geven de indices e, b en c aan dat de betreffende parameters betrekking hebben op de minderheidsdragers in respectievelijk emitter-, basis- en collectorgebied. In de enkele gevallen dat de beweeglijkheid of de diffusiestroomcoëfficiënten van *meerderheids*-dragers bedoeld worden, zijn dubbele indices gebruikt om elke verwarring uit te sluiten.

2. Stromen en spanningen van diode- en transistorelektroden zijn op de volgende wijze aangeduid:
Bij *diodes*:
gelijkstroom- en werkpuntvariabelen: symbolen in hoofdletters;
totale momentele variabelen: symbolen in kleine letters;
differentiële variabelen: Δ vóór de symbolen in hoofdletters.
Bij *transistors*:
indices geven de elektrode aan waarheen de stroom vloeit, of het tweetal elektroden waartussen het spanningsverschil bestaat;
gelijkstroom- en werkpuntvariabelen: symbolen in hoofdletters met indices in hoofdletters;
totale momentele variabelen: symbolen in kleine letters met indices in hoofdletters
differentiële momentele variabelen: symbolen in kleine letters met indices in kleine letters;
complexe amplitudes van differentiële componenten: symbolen in hoofdletters met indices in kleine letters.

3. Bij de dragerconcentraties worden de halfgeleidergebieden aangegeven door de indices n of p voor een *diode*, of e, b en c voor een *transistor*. Een tweede index o geeft de thermische evenwichtswaarde van de betreffende concentratie aan.

PRISMA-TECHNICA

Elke dag geeft Het Spectrum nieuwe boeken uit. Boeken op allerlei gebied op elk niveau, over de meest verschillende onderwerpen.
Kortom: boeken waarvoor u belangstelling hebt. Heel vaak ook boeken die snel uitverkocht raken. Daarom is snelle berichtgeving voor u belangrijk. Deze berichtgeving verzorgen wij geheel kosteloos en zonder enige verplichting.
Stuur alleen maar deze kaart op met duidelijk ingevulde (liefst blokletters) naam en adres. U krijgt dan alle informatie uit de eerste hand. U verzamelt tevens interessant, geïllustreerd documentatiemateriaal over boeken en schrijvers.

Naam: Heer / Mevr. / Mej.* ______________________________

Adres: ______________________________

Woonplaats: ____________________ ~~Leeftijd~~: __________

*doorhalen wat niet van toepassing is

Actieve gebied 111, 134–136, 149, 162, 170
admittantie 83
admittantiemodel 124, 133
admittantie-operator 123
afknijpen (*emitter crowding*) 136, 140, 146
afsnijgebied 162, 170

Backward-diode 63, 64
bandbreedte 48
basis 107
basiscontact 135
basisdikte 158
basisdiktemodulatie 113, 124, 128, 130, 131, 158, 159, 196
basisdoping, geleidelijke 165
–, niet-uniforme 147
basisgebied 11, 151, 170
–, inactieve 140
basisimpedantie-effecten 142
basislading 175, 183, 203
basisstroom 13, 113, 124, 134, 142, 171, 185, 196
–, effectieve 14
basisweerstand 134, 136, 139–142
–, extrinsieke 134, 135, 139
–, interne transversale 138
–, intrinsieke 135, 139, 140
belastingsspanning, effectieve 14
benadering, eendimensionale 107
Boltzmann, verdelingsfunctie van 10
Boltzmann-factor 24, 206

Collector 107
–, dopen van 201
collector-basisspanning 14, 116
collector-basissignaal-spanning 129
collectorjunctie 11, 14
collector-ruimteladingslaag 120, 147
collectorstroom 116, 175
–, effectieve 14
collector-verzadigingsstroom 163
combinantie 91
combinantie-element 92
contactpotentiaal 15, 18, 24, 33, 64, 210
contactvlak, metallurgisch 15
continuïteitsbetrekking 73, 78 151
continuïteitsvergelijking 40, 78, 88, 90, 93, 168

Debije-lengte, extrinsieke 215
–, intrinsieke 208
deplation layer, zie *uitputtingslaag*
diffusantie 96, 179
diffusiecomponent 31
diffusielengte 41, 83, 101, 125, 201
diffusiestroom 31, 95
diffusiestroomcoëfficiënt 31
diffusietransistor 165
diffusievergelijking 40–42, 70, 72, 82, 151
diode, asymmetrische 62, 70, 89
–, diffusiebeperkte 53
–, ideale 34–40, 61, 89
diodedoorslag 60
diodekarakteristiek 10, 44, 45, 54
diodemodel 54
–, ideaal 34
diodestroom, totale 36, 43
dipoollaag 18, 83, 208
dipoolladingsverdeling 65
doopstoffenverdeling 26, 32, 166
doorbraak 54, 78
doorbraakdiode, zie *zener-diode*
doorbraakpunt (*turn-over voltage*) 59
doorslagpunt, zie *doorbraak-punt*
doorlaatspanningsval 116
doorlaatvoorspanning 10, 14, 21, 22, 34, 35, 37, 43, 56
dragersconcentratie 28, 49
driftbeweeglijkheid 31
driftcomponent 31, 93, 147
'dunne-basisdiode' 67, 68

Ebers-Moll-model 149-165
Ebers-Moll-vergelijkingen 154, 155
elektrisch veld 17, 18, 54, 65 167, 213
elektronenstroom in de emitter 114
emitter 107
–, dopen van 114
emitteraansluiting 123
emitter-basisaansluiting 156
emitter crowding, zie *afknijpen*
emittergebied 201
emitterjunctie 11, 14
emitterrendement 201
emitter-ruimteladingslaag 113, 121
emitterstroom 116
emitterstroomimpuls 187
Esakidiode 64

Frequentieresponsie 143

Gatendiffusiestroom 94
gatenstroom, geïnjecteerde 42
gatenverdeling 124, 127

–, lineaire 111, 115, 124
geleidbaarheid 46, 55, 135
geleidbaarheidsmodulatie 76, 135
gelijkstroom 156
gelijkstroom-afknijpeffect 140
gelijkstroomversterking 174
gemeenschappelijke-basis-aansluiting 158
gemeenschappelijke-basis-karakteristieken 158
gemeenschappelijke-emitter-aansluiting 122, 123
gemeenschappelijke-emitter-karakteristieken 158
gemeenschappelijke-emitter-schaar 158
germaniumdiode 56-60
germanium pn-junctie 17, 22
germanium pnp-transistor 108

Halfgeleider, eendimensionale 95
–, homogene extrinsieke 95
halfgeleidermateriaal, inhomogeen 38
hybride-π-model 147

Ingangsadmittantie-operator 123, 125
injectie 10
–, beperkte (*low-level injection*) 38, 40, 71, 76, 149, 171
injectie van minderheidsdragers 119
inschakelverschijnselen 73-76
inverse gebied 163, 170

Junctie, abrupte 15, 34, 60, 85, 107, 208
–, asymmetrisch gedoopte 80, 208
–, metallurgische 107
–, capaciteit van de 200
–, doorbraak van de 59
–, effect van een voorspanning 20
–, in de evenwichtssituatie 15
–, met geleidelijke doopstofenverdelingen 33
junctiediode 9, 10, 14, 43, 54-67, 81, 101
–, fysische grondslagen van 15-33
–, geconcentreerd model van 89
–, gediffundeerde 9
–, geïdealiseerde 34
–, gelijkstroomeigenschappen van 34-50
–, model van 88-101
–, wisselstroom en schakelverschijnselen 70-83
junctietransistor (*lagentransistor*) 9, 11, 12, 107
–, pnp-gediffundeerde 12

Klein-signaalmodel 126, 133
klemspanning 71
klemstroom 71, 153
–, samenstelling van de 113
kortsluitstroomversterking 156
kortsluitverzadigingsstroom 156

Laadstroom 172
ladingopslag 171, 201, 204
ladingopslagmodel van transistor 179
ladingopslagparameter 174, 175, 201
ladingopslagsturing 172
ladingopslagvergelijkingen 182
ladingsverdeling, interne 170
lagendiode, zie *junctiediode* 9
lagentransistor, zie *junctietransistor*
lawinedoorbraak 60
lawinedoorbraakspanning 62
lawinevermenigvuldiging 60
leeglopen-laag, zie *uitputtingslaag*
leeglopen-laagbenadering 25, 26, 28, 85
lekstroom 54, 57
levensduur 78, 171
–, effectieve 175, 176
levensduur in de basis 115
levensduur van de overmaatgaten 40
low-level injection, zie *injectie, beperkte*

Meerderheidsconcentratie 30, 50, 112
meerderheidsdragers 30, 35, 50
meerderheidsstroom 134
metaalcontact 64
metaal-halfgeleidercontact 20, 54, 55
minderheidsconcentratie 30, 50, 109, 130
minderheidsdragers 96, 111, 128, 134
–, verdeling van 40, 111
–, verplaatsing van 40
minderheidsinjectie 34
–, in de emitter 201
minderheidsstroomdichtheid, longitudinale 116
model, differentieel 149
–, eendimensionaal 15, 34
–, geconcentreerd 96, 101, 170, 190
–, lineair (voor kleine signalen) 116

Neutrale gebieden 18, 21, 54, 213
npn-transistor 14, 108, 149

Ohms contact 20, 64, 65
omkeerdeel 165

onttrekking van elektronen 114
onttrekking van minderheidsdragers 38
oppervlakterecombinatiesnelheid 67
opslagstroom 91
opslagvertragingstijd 78, 104
overlapdiode 146
overmaat-concentratie 40
overmaat-dragersconcentratie 50, 151
overmaat-elektronenconcentratie 41
overmaat-gatenverdeling 151
overmaat-ladingdragers 91, 159, 168, 170
overmaat-meerderheidsdragers 50, 112
overmaat-minderheidsconcentratie 30, 112, 164
overmaat-minderheidsdragers 35, 50, 70, 96, 112, 164

Paarvormingscoëfficiënten 61
parameter 181
–, totale 201
parameterwaarden, bepaling van 148
potentiaal, elektrostatische 19, 27, 32, 206
potentiaalberg 18, 24, 33, 34, 38
potentiaalverschil, elektrostatisch 20
pn-junctie 11, 35, 65, 86, 208
–, abrupte 15, 16, 85
pn-junctiediode 9, 20
–, geïdealiseerde 37
pnp-junctietransistor 109
pnp-mesatransistor 134
pnp-transistor 11, 13, 14, 107, 110-112, 149
–, geïdealiseerde 111
–, geïdealiseerde eendimensionale 171

Quasi-neutraliteit 33

RC-analogon 91
reciprociteit 155
recombinatie 56, 67, 111, 114, 140, 151, 171
–, in de basis 109, 119
recombinatiesnelheid 40, 67
recombinatiestroom 91, 172
ruimtelading 19, 27, 32, 215
ruimteladingscapaciteit 84, 85, 98, 125, 146
ruimteladingslaag 18, 36, 54, 55, 58, 70, 72, 83, 84, 98, 100, 122, 123, 153, 165, 189, 200, 206, 213
–, analyse van de 23
–, geconcentreerde voorstelling 98
–, kwantitatieve beschrijving van de 23
–, ladingopslag in de 83
–, veranderingen in de 21
ruimteladingsverdeling 26

Schakeltoepassingen 170-201
serieweerstand 55, 56, 76
signaalspanning 46, 128
siliciumdiode 56, 58-60, 76
spanningsdrempel 44
spanningsval 20, 21, 54
spanningsverliezen, transversale 128, 134
spanningsversterking 119, 120
spanningsversterkingsfactor 131
storantie 92, 179
storingsfuncties, exponentiële 133
stroom van meerderheidsdragers 36, 96, 213
stroom van minderheidsdragers 36, 39, 40, 213
stroomdichtheid 35
stroomversterking 119-121, 143
–, differentiële 145
stroomversterkingsfactoren 180
stroomversterkingsverhoudingen 121

Tegenstroom 39, 57
tegenstroom van diode 39
tegenvoorspanning 14, 39, 43, 54, 57, 58
temperatuurafhankelijkheid 47, 57
thermische vrijmaking 39, 44
transadmittantie-operator 123, 125
transistor, definitie van 11, 110
–, geïdealiseerde 149
–, opbouw en werking van 107-122
–, met geleidelijke basisdoping 190
–, met niet-uniforme basisdoping 147
–, als versterker 116, 119
transistoreigenschappen 171
transistormodel 122, 132, 170-201
–, stroomgestuurd 120
–, voor kleine signalen 128-148
transistor-*UI*-karakteristieken 149
transistorwerking, niet-lineaire 149
tunneldiodes 64
turn-over voltage, zie *doorbraakpunt*
twee-diodemodel 155
–, geïdealiseerde 155

Uitgangsadmittantie-operator 123
UI-karakteristiek van diode 11
UI-karakteristiek van

germaniumjunctiediode 44
UI-vergelijking 43
uitputtingslaag (*leeggelopen laag, depletion layer*) 25, 28, 206, 208
uitschakelverschijnselen 76-81

Varistors 46
vectordiagram 145
veldsterkte, elektrische 19, 27, 32
verdelingsfunctie van Boltzmann 10
vermogensversterking 13, 119, 120
verschuivingsstroom 70, 84, 101
versterker, getransistoorde 14
versterking, differentiële 127
vervangingsschema, geconcentreerd 90
verzadigingsgebied 165, 170, 190, 195, 201
verzadigingslading 194
verzadigings-ladingsopslagparameter 195
verzadigingsstroom 44, 47, 57, 154, 177
voorspanning in de tegenrichting, zie *tegenvoorspanning*
voorspanningsschakeling 13
voorwaartsdeel 165

Werkgebieden 161, 170
wet van Gauss 23, 24, 33, 51, 206
wet van Kirchhoff 100, 104, 113, 158
wisselstroom-afknijpeffect 140, 145
wisselstroom-diffusielengte 82, 127

Zenerdiode (*doorbraakdiode*) 59, 60
zenerdoorslag 63

D1970/0265/156

15-0018.1

hoe werkt dat?

de techniek verklaard in woord en beeld

(bestelnr. PT10/11)

deze kolossale technische vraagbaak in twee technica-delen, samen 736 bladzijden, geeft antwoord op alle 'technische' vragen naast elke tekstpagina een pagina met instructieve kleurenillustraties

● Inhoud deel 1 en deel 2

grondbegrippen;
meten, meetapparatuur en navigatie;
energie, opwekking en toepassing;
elektrotechniek;
elektronica en communicatietechniek;
optische apparaten, fotografie en film;
bouw- en verwarmingstechniek;
techniek in de huishouding en het ziekenhuis;
kantoor- en rekenmachines en automaten;
industriële grondstoffen;
levensmiddelen en genotmiddelen;
textiel- en grafische industrie;
autotechniek en landbouwmachines;
andere vervoermiddelen;
register.

● Enige markante voorbeelden:

Geluidstrillingen, ultrasone trillingen;
kwartsklok, barometer, gasmeter;
stoomketels, kernreactors, centrifuges;
dynamo's gloeilampen, bliksemafleiders;
zenders, ontvangers, telefoon, telegrafie;
microscoop, camera, polaroid;
bruggen, kranen, verwarming, air-conditioning;
toiletten, geisers, sloten, koelkasten;
stofzuigers, naaimachines, röntgenapparaten,
narcotiseerapparaten, elektrocardiografie,
ijzeren long, hart-long-machine;
vulpennen, automaten, juke-boxen.

prisma technica / het spectrum n.v.

Prisma-autogids 1970

(bestelnr. P 1409)

een complete 'auto-RAI' in uw boekenkast!

- van de verkrijgbare merken de verschillende modellen met afbeelding, prijs, importeur

---

- bij elk model alle gegevens over motor, transmissie, carrosserie, maten, gewichten, acceleratietijden

---

- maar ook allerlei interessante en belangrijke 'kleinere' bijzonderheden, als: of de auto kindersloten heeft, wat de inhoud van de kofferruimte is, of de choke een verklikkerlampje heeft

---

- naast een prijslijst van alle in Nederland en België verkrijgbare auto's, een tabel met inruilwaarden van een aantal populaire merken

---

- hét auto-jaarboek
  voor de automobilist
  voor de aspirant-autokoper
  voor de hobbyist

- hét middel om de auto te kiezen die het best beantwoordt aan de persoonlijke behoeften, smaak, eisen en beurs van de automobilist

---

het spectrum n.v.

De fysische achtergronden van de werking van halfgeleiderdiodes en transistors.
Vanuit deze basis worden de vervangingsschema's voor deze elementen ontwikkeld.
Na de bestudering van dit boek heeft de lezer zich over dit onderwerp een kennis verworven die hem in staat stelt zelfstandig met de stof te werken.
De theorie is zo algemeen en fundamenteel opgezet dat zij zonder moeite op nieuwe problemen of ontwikkelingen kan worden toegepast.

85000140